





Digitized by the Internet Archive  
in 2025















# Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker†, München – Fr. Kossmat, Leipzig  
F. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

XIV. Jahrgang 1938

Mit 157 Figuren im Text und 1 Bildnis

---

Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION  
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED  
Berkeley Square House, London, W. 1

# Zeitschrift für Geophysik

Veröffentlicht von der  
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Herausgegeben von Dr. Dr. G. Hoffmann, Bonn  
Redaktion: Dr. Dr. G. Hoffmann, Bonn  
Verlag: Springer-Verlag, Berlin

XIV. Jahrgang 1972

Heft 1-4 (Jahrgang 1972) sind erschienen

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany

Elektra, Frankfurt a. M./Höchst



## Polbahn und primäres $z$ -Glied

Von K. Ledersteger, Wien

Der individuelle, systematische Verlauf der primären  $z$ -Glieder läßt sich durch strenge Elimination der Polkoordinaten nachweisen. Er erzeugt eine scheinbare Polbahn, die eine Funktion des Stationsnetzes ist. Man kann jedoch zeigen, daß die systematische Verfälschung der Polkoordinaten wahrscheinlich sehr gering ist, wenn das Stationsnetz genügend dicht und hinsichtlich seiner Längenverteilung annähernd symmetrisch ist. In diesem Falle läßt sich daher das Ausgleichsverfahren nach der Methode der kleinsten Quadrate rechtfertigen. Die aus den drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah abgeleiteten Polkoordinaten des Zeitraumes 1919—1931 sind aber nicht unwesentlich entstellt.

Im Verlauf der Diskussion der Polhöhenprobleme verlegte sich der Schwerpunkt der Untersuchungen immer mehr auf das Kimuraglied, da man erkannte, daß eine sichere Ableitung der Polkoordinaten eine gründliche Kenntnis der gesamten lokalen Komponente der Breitenvariation voraussetzt. Hier erhob sich als erste Schwierigkeit die enge Verknüpfung des  $z$ -Gliedes mit den Deklinationsfehlern der einzelnen Sterngruppen. Die Elimination dieser Deklinationsfehler läßt sich nun tatsächlich in aller Strenge auf verschiedenen Wegen erreichen. Aber diese Bemühungen haben gelehrt, daß die einfache Definition des Kimuragliedes als einer zusätzlichen Konstanten nicht mehr aufrecht gehalten werden kann. Vielmehr verbinden sich die Deklinationskorrekturen auf jeder Station mit einer individuell stark verschiedenen Jahresperiode, die wir als Summenkurve der periodischen Abendschwankung gewinnen und sekundäres  $z$ -Glied nennen wollen.

Eine Mißachtung dieses Umstandes führt bei den Ausgleichsrechnungen auf Grund der Fehlergleichungen:

$$\varphi_i + v_i = x \cos \lambda_i + y \sin \lambda_i + z \quad (i = 1 \dots 6) \dots \dots (1)$$

zu einer empfindlichen Verfälschung der Polkoordinaten\*). Läßt sich eine derartige Verfälschung durch das sekundäre  $z$ -Glied auch ohne weiteres vermeiden, indem man bloß seinen Mittelwert benutzt oder gar dem Ansatz (1) die gänzlich unreduzierten Mittel aus Abend- und Nachtbeobachtungen zugrundelegt, so erhebt sich sofort eine neue Schwierigkeit. Denn diese Mittel enthalten das gleichfalls durch die Deklinationsfehler entstellte primäre  $z$ -Glied, im wesentlichen eine reelle Jahresperiode, und ein reiner Analogieschluß zwingt zu der berechtigten Annahme, daß auch das primäre  $z$ -Glied individuelle Verschiedenheiten aufweist und daher

---

\*) K. Ledersteger: Der Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten. Zeitschr. f. Geophysik 12, 48—58 (1936).

der Ansatz eines allen Stationen gemeinsamen Kimuragliedes zumindest die Jahresperiode der Polbahn verfälschen wird. In Wirklichkeit treten an Stelle von (1) die Stationsgleichungen:

$$\varphi_i = \left( \frac{\varphi_a + \varphi_n}{2} \right)_i = x \cos \lambda_i + y \sin \lambda_i + \zeta_i, \quad \dots \dots \dots (2)$$

so daß strenge bei  $n$  Stationen  $n$  Gleichungen mit  $(n + 2)$  Unbekannten vorliegen. Die individuellen, primären  $\zeta_i$ -Größen enthalten selbstverständlich neben den Deklinationsfehlern der jeweiligen Gruppenkombination noch rein zufällige Fehler. Es ist nun sehr wahrscheinlich, daß die  $\zeta_i$  infolge ihres lokal verschiedenen systematischen Verlaufs bei der rein formalen Darstellung:

$$\zeta_i = x' \cos \lambda_i + y' \sin \lambda_i + z \dots \dots \dots (3)$$

auf gleichfalls systematische Werte  $x'$  und  $y'$ , d. h. auf eine scheinbare Polbahn führen würden, die eine Funktion des Stationsnetzes ist.

Bei der üblichen Ableitung der Polkoordinaten werden gemäß (1) bekanntlich bloß drei Unbekannte angesetzt. Es ist klar, daß die jeweils verbleibenden Reste eine Darstellung nach (3) nicht mehr gestatten, daß demnach in diesem Falle die scheinbare Polbahn zur Gänze in die berechneten Koordinaten  $x$  und  $y$  eingeht. Die systematische Verfälschung der Polbahn durch die primären  $z$ -Glieder läßt sich somit nur vermeiden, wenn es gelingt, die Polkoordinaten zu bestimmen, ohne hierbei automatisch die scheinbare Polbahn von den primären  $z$ -Gliedern abzuspalten. Es ist diese Forderung natürlich gleichbedeutend mit einem Verzicht auf die Methode der kleinsten Quadrate.

Vorerst aber wollen wir die seit Wanach üblich gewordene getrennte Behandlung der beiden Gruppen jeder Kombination kurz skizzieren. Da die Abend- und Nachtwerte bloß um 2 Stunden auseinanderliegen, erhält man an Stelle von (2):

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{a,i} &= x \cos \lambda_i + y \sin \lambda_i + \zeta_{a,i} \\ \varphi_{n,i} &= x \cos \lambda_i + y \sin \lambda_i + \zeta_{n,i} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2a)$$

$$(\varphi_a - \varphi_n)_i = (\zeta_a - \zeta_n)_i.$$

Wanach hat nun bei seiner Methode das  $z$ -Glied gänzlich unterdrückt und bloß die Deklinationskorrekturen der einzelnen Gruppen eingeführt, hingegen alle aus den Deklinationsfehlern nicht erklärbaren Unterschiede zwischen Abend- und Nachtgruppe zur Vermeidung der Schlußfehler in die Polkoordinaten verlegt. Seine Gleichungen sind daher:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{a,i} &= x_a \cos \lambda_i + y_a \sin \lambda_i - \Delta \delta_a \\ \varphi_{n,i} &= x_n \cos \lambda_i + y_n \sin \lambda_i - \Delta \delta_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Man erkennt, daß diese  $\Delta \delta$  mit den negativen primären  $z$ -Gliedern der einzelnen Gruppen, freilich nur im Mittel über alle Stationen und Jahre, ident sind. Mahnkopf will im 6. Band der Resultate des Internationalen Breitendienstes dieser



Tatsache gerecht werden, indem er die Mittelung über mehrere Jahre fallen läßt, also teilweise zeitliche Variabilität zugesteht. Hingegen hält er an der Gleichheit dieser „Deklinationskorrekturen“ für die zwei Beobachtungsabschnitte jeder Gruppe fest, identifiziert also das Stationsmittel der  $\zeta_a$  jeweils mit dem Mittel der  $\zeta_n$  der vorhergehenden Epoche. Die Unterschiede in den Ergebnissen der getrennten Ausgleichung bleiben daher bestehen und die Minimumlösungen für  $x_a, y_a$  und  $x_n, y_n$  gehören gar nicht der zweifach unendlichen Schar der möglichen Lösungen des Systems (2a) an.

Um die Minimumlösung der Gleichungen (2a) zu gewinnen, haben wir vielmehr mit:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{a,i} &= a_i x + b_i y + z_a \\ \varphi_{n,i} &= a_i x + b_i y + z_n \\ a_i &= \cos \lambda_i; \quad b_i = \sin \lambda_i \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1a)$$

die Normalgleichungen zu bilden:

$$\left. \begin{aligned} 2[aa]x + 2[ab]y + [a](z_a + z_n) &= [a(\varphi_a + \varphi_n)] \\ 2[ba]x + 2[bb]y + [b](z_a + z_n) &= [b(\varphi_a + \varphi_n)] \\ [a]x + [b]y + n \cdot z_a &= [\varphi_a] \\ [a]x + [b]y + n \cdot z_n &= [\varphi_n] \end{aligned} \right\} \dots \dots (1b)$$

Man erkennt, daß die arithmetischen Mittel  $\left( \frac{\varphi_a + \varphi_n}{2} \right)$  unmittelbar dieselben

Polkoordinaten  $x$  und  $y$  liefern, während als  $z$  das arithmetische Mittel  $\frac{1}{2}(z_a + z_n)$  resultiert. Zusammen mit der Differenz:

$$z_a - z_n = \frac{1}{n} [(\varphi_a - \varphi_n)]$$

ist damit gleichfalls  $z_a$  und  $z_n$  bestimmt. Jedoch wäre auch diese Lösung nur berechtigt, wenn man die Abweichungen der  $\zeta_i$  vom Mittelwert  $z$  als zufällige Fehler betrachten dürfte. So aber macht der systematische Charakter dieser Differenzen ( $\zeta_i - z$ ) im Verein mit der geringen Zahl der Stationen die Methode der kleinsten Quadrate illusorisch.

Es erübrigt sich an dieser Stelle, den Beweis für die Beeinflussung der Polbahn durch die primären  $z$ -Glieder an verschiedenen Kombinationen der Breitenstationen zu erbringen. In Band VI der „Ergebnisse“ sind ja auf S. 223ff derartige Vergleiche enthalten. Dasselbst sind die Differenzen der Koordinaten, die nach (1) aus einer verschiedenen Anzahl von Stationen abgeleitet wurden, in ihren Jahresperioden und Jahresmitteln zusammengestellt. Da in diesen Differenzen natürlich die tatsächliche Polbahn ausfällt, muß ihr systematisches Verhalten der scheinbaren Polbahn zugeschrieben werden. Letztere ist ja, wie schon erwähnt, eine Funktion des Stationsnetzes. Einen verlässlicheren Maßstab für die Branchbarkeit der Resultate und den systematischen Einfluß der scheinbaren Polbahn

erhalten wir aber, wenn wir die Polkoordinaten aus demselben Stationsnetz nach verschiedenen Methoden ableiten. Wir wählen die hinsichtlich der Verteilung der geographischen Längen annähernd symmetrische Kombination der fünf Stationen:

Mizusawa . . . . .	$\lambda_1 = -141^{\circ}08'$	$a_1 = -0.779$	$b_1 = -0.628$
Tschardjui . . . . .	$\lambda_2 = -63^{\circ}29'$	$a_2 = +0.446$	$b_2 = -0.895$
Carloforte . . . . .	$\lambda_3 = -8^{\circ}19'$	$a_3 = +0.990$	$b_3 = -0.145$
Gaithersburg . . . . .	$\lambda_4 = +77^{\circ}12'$	$a_4 = +0.222$	$b_4 = +0.975$
Ukiah . . . . .	$\lambda_5 = +123^{\circ}18'$	$a_5 = -0.548$	$b_5 = +0.887$

Denn nur für ein symmetrisches Stationsnetz liefert die Methode der kleinsten Quadrate ein Ergebnis, bei dem keine Richtung einseitig bevorzugt ist. Bei strenger Symmetrie führt der Ausgleich nach (1) auf die Lösung:

$$x = \sum_i \frac{a_i}{[a a]} \varphi_i; \quad y = \sum_i \frac{b_i}{[b b]} \varphi_i; \quad z = \sum_i \frac{1}{n} \varphi_i \quad \dots \quad (5)$$

während unsere fünf Stationen die expliziten Normalgleichungen

$$\left. \begin{aligned} x &= -0.440 \varphi_1 + 0.135 \varphi_2 + 0.485 \varphi_3 + 0.124 \varphi_4 - 0.254 \varphi_5 \\ y &= -0.276 \varphi_1 - 0.809 \varphi_2 - 0.014 \varphi_3 + 0.344 \varphi_4 + 0.255 \varphi_5 \\ z &= +0.237 \varphi_1 + 0.200 \varphi_2 + 0.172 \varphi_3 + 0.182 \varphi_4 + 0.209 \varphi_5 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (6)$$

liefern.

Um für die Differenzen ( $\zeta_i - z$ ) die Minimumsbedingung umgehen zu können beachten wir, daß die Gleichungen (1) bei drei Stationen eine eindeutige und restlose Lösung zulassen. Setzt man zur Abkürzung:

$$A = a_1(b_2 - b_3) + a_2(b_3 - b_1) + a_3(b_1 - b_2),$$

so findet man ganz allgemein:

$$\left. \begin{aligned} A_x &= (b_2 - b_3) \varphi_1 + (b_3 - b_1) \varphi_2 + (b_1 - b_2) \varphi_3 \\ A_y &= (a_3 - a_2) \varphi_1 + (a_1 - a_3) \varphi_2 + (a_2 - a_1) \varphi_3 \\ A_z &= (a_2 b_3 - a_3 b_2) \varphi_1 + (a_3 b_1 - a_1 b_3) \varphi_2 + (a_1 b_2 - a_2 b_1) \varphi_3 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (7)$$

Wie in (6) sind auch hier die Koeffizientensummen in  $x$  und  $y$  Null und in  $z$  gleich eins. Wir wenden uns zuerst dem  $z$ -Glied zu. Führt man in die Gleichung für das der Kombination entsprechende mittlere primäre  $z$ -Glied für  $\varphi_i$  die Werte aus (2) ein, so erhält man:

$$z = c_1 \varphi_1 + c_2 \varphi_2 + c_3 \varphi_3 = c_1 \zeta_1 + c_2 \zeta_2 + c_3 \zeta_3 \quad \dots \quad (8)$$

Da stets:

$$c_1 a_1 + c_2 a_2 + c_3 a_3 = 0$$

$$c_1 b_1 + c_2 b_2 + c_3 b_3 = 0,$$

sind die numerischen  $z$ -Beträge sowohl von der tatsächlichen wie auch von der scheinbaren Polbahn unabhängig. Trotzdem stellt aber  $z$  eine strenge Beziehung zwischen den drei individuellen  $\zeta_i$ -Werten dar. Für die zehn möglichen Kombinationen von je drei Stationen des gegebenen Netzes resultieren die mittleren, primären  $z$ -Glieder:

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= +0.772 \zeta_1 - 0.689 \zeta_2 + 0.917 \zeta_3 \\ z_2 &= +0.284 \zeta_1 + 0.278 \zeta_2 + 0.438 \zeta_4 \\ z_3 &= -0.064 \zeta_1 + 0.537 \zeta_2 + 0.527 \zeta_5 \\ z_4 &= +0.424 \zeta_1 + 0.264 \zeta_3 + 0.312 \zeta_4 \\ z_5 &= +0.302 \zeta_1 + 0.402 \zeta_3 + 0.296 \zeta_5 \\ z_6 &= +0.657 \zeta_1 + 0.909 \zeta_4 - 0.566 \zeta_5 \\ z_7 &= +0.840 \zeta_2 - 0.538 \zeta_3 + 0.698 \zeta_4 \\ z_8 &= +0.443 \zeta_2 + 0.070 \zeta_3 + 0.487 \zeta_5 \\ z_9 &= +0.489 \zeta_2 + 0.081 \zeta_4 + 0.430 \zeta_5 \\ z_{10} &= +0.743 \zeta_3 - 0.773 \zeta_4 + 1.030 \zeta_5 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

Die Gleichungen (2) führen nach Elimination der tatsächlichen Polkoordinaten  $x$  und  $y$  auf  $(n - 2)$  Relationen zwischen den  $n$  Größen  $\zeta_i$ . Von den zehn Gleichungen (9) sind daher nur drei unabhängig. Wählt man z. B. willkürlich  $\zeta_1$  und  $\zeta_3$ , so liefern  $z_1$ ,  $z_4$  und  $z_5$  die restlichen  $\zeta_i$ . Zwei beliebige Stationsgleichungen (2) ergeben dann eindeutig die zugehörigen „Polkoordinaten“  $x$  und  $y$ . Eine triviale Lösung ist durch  $\zeta_i = \varphi_i$  oder durch  $x = y = 0$  gegeben.

Es liegt nun nahe, das mittlere primäre  $z$ -Glieder durch  $\frac{1}{10} \sum z_k$  oder durch:

$$z_M = +0.238 \zeta_1 + 0.190 \zeta_2 + 0.186 \zeta_3 + 0.166 \zeta_4 + 0.220 \zeta_5 \dots (10)$$

zu definieren und numerisch aus:

$$z_M = +0.238 \varphi_1 + 0.190 \varphi_2 + 0.186 \varphi_3 + 0.166 \varphi_4 + 0.220 \varphi_5$$

zu berechnen. Man sieht, daß sich diese Relation nur ganz geringfügig von der dritten Gleichung (6) unterscheidet. Bringt man  $z_M$  als gemeinsamen Bestandteil aller  $\zeta_i$  von den Ausgangswerten  $\varphi_i$  in Abzug:

$$\varphi'_i = \varphi_i - z_M,$$

so beweist der stark systematische Verlauf der restlichen  $z_k$ :

$$z'_k = z_k - z_M$$

unabhängig von den Polkoordinaten den schon früher betonten systematischen Charakter der Differenzen  $(\zeta_i - z_M)$ , also die Existenz scheinbarer Polbahnen.

Ebenso wie  $z$  lassen sich die Polkoordinaten  $x$  und  $y$  als die arithmetischen Mittel von je zehn Gleichungen (7) definieren. Es ist:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= -0.705 \varphi_1 + 0.453 \varphi_2 + 0.252 \varphi_3 \\ x_2 &= -0.839 \varphi_1 + 0.719 \varphi_2 + 0.120 \varphi_4 \\ x_3 &= -0.985 \varphi_1 + 0.790 \varphi_2 + 0.145 \varphi_5 \\ x_4 &= -0.476 \varphi_1 + 0.682 \varphi_3 - 0.206 \varphi_4 \\ x_5 &= -0.396 \varphi_1 + 0.591 \varphi_3 - 0.195 \varphi_5 \\ x_6 &= +0.126 \varphi_1 + 1.388 \varphi_4 - 1.464 \varphi_5 \\ x_7 &= -0.944 \varphi_2 + 1.577 \varphi_3 - 0.633 \varphi_4 \\ x_8 &= -0.581 \varphi_2 + 1.026 \varphi_3 - 0.445 \varphi_5 \\ x_9 &= +0.094 \varphi_2 + 1.178 \varphi_4 - 1.272 \varphi_5 \\ x_{10} &= +0.143 \varphi_3 + 1.014 \varphi_4 - 1.157 \varphi_5 \end{aligned} \right\} \dots \dots (11)$$

und:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= +0.510 \varphi_1 - 1.660 \varphi_2 + 1.150 \varphi_3 \\ y_2 &= -0.101 \varphi_1 - 0.449 \varphi_2 + 0.550 \varphi_4 \\ y_3 &= -0.537 \varphi_1 - 0.124 \varphi_2 + 0.661 \varphi_5 \\ y_4 &= -0.327 \varphi_1 - 0.425 \varphi_3 + 0.752 \varphi_4 \\ y_5 &= -0.621 \varphi_1 - 0.093 \varphi_3 + 0.714 \varphi_5 \\ y_6 &= -0.703 \varphi_1 - 0.211 \varphi_4 + 0.914 \varphi_5 \\ y_7 &= -0.647 \varphi_2 + 0.190 \varphi_3 + 0.457 \varphi_4 \\ y_8 &= -0.910 \varphi_2 + 0.589 \varphi_3 + 0.321 \varphi_5 \\ y_9 &= -0.523 \varphi_2 + 0.676 \varphi_4 - 0.153 \varphi_5 \\ y_{10} &= -0.795 \varphi_3 + 1.589 \varphi_4 - 0.794 \varphi_5 \end{aligned} \right\} \dots \dots (12)$$

Zum Unterschied von der Minimumlösung (6) setzen wir

$$\xi = \frac{1}{10} \sum x_k \quad \text{und} \quad \eta = \frac{1}{10} \sum y_k$$

und erhalten:

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= -0.322 \varphi_1 + 0.053 \varphi_2 + 0.427 \varphi_3 + 0.281 \varphi_4 - 0.439 \varphi_5 \\ \eta &= -0.178 \varphi_1 - 0.481 \varphi_2 + 0.062 \varphi_3 + 0.381 \varphi_4 + 0.166 \varphi_5 \end{aligned} \right\} \dots (13)$$

Da wir bereits wissen, daß jedem Wertesystem  $\zeta_i$ , das drei Bestimmungsgleichungen (9), etwa wieder  $z_1$ ,  $z_4$  und  $z_5$ , befriedigt, ein Wertepaar  $x$  und  $y$  koordiniert ist, muß sich der Unterschied der beiden Lösungen (6) und (13) auf je zwei weitere hypothetische Bestimmungsgleichungen für die  $\zeta_i$  zurückführen lassen. Tatsächlich würden die Gleichungen (6) und (11) bis (13) stets die wahren Polkoordinaten liefern, wenn man überall die  $\varphi_i$  durch die Differenzen ( $\varphi_i - \zeta_i$ )

ersetzen könnte. Damit ergeben sich die willkürlichen Bestimmungsgleichungen der Lösung (6):

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -0.440 \zeta_1 + 0.135 \zeta_2 + 0.435 \zeta_3 + 0.124 \zeta_4 - 0.254 \zeta_5 \\ 0 &= -0.276 \zeta_1 - 0.909 \zeta_2 - 0.014 \zeta_3 + 0.344 \zeta_4 + 0.255 \zeta_5 \end{aligned} \right\} \dots (6a)$$

und der Lösung (13):

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -0.322 \zeta_1 + 0.053 \zeta_2 + 0.427 \zeta_3 + 0.281 \zeta_4 - 0.489 \zeta_5 \\ 0 &= -0.178 \zeta_2 - 0.431 \zeta_2 + 0.062 \zeta_3 + 0.381 \zeta_4 + 0.166 \zeta_5 \end{aligned} \right\} \dots (13a)$$

Die Gleichungen (6a) lassen sich natürlich auch aus der Minimumsbedingung ableiten. Denkt man sich in (9) das mittlere  $z$ -Glied jeweils subtrahiert, bildet also:

$$\varphi'_i = \varphi_i - z_M, \quad z'_k = z_k - z_M \quad \text{und} \quad \zeta'_i = \zeta_i - z_M,$$

so folgt aus  $z_1$ ,  $z_4$  und  $z_5$  unmittelbar:

$$\begin{aligned} \zeta'_2 &= -1.120 \varphi'_1 - 1.331 \varphi'_3 + 1.000 \varphi'_2 + 1.120 \zeta'_1 + 1.331 \zeta'_3, \\ \zeta'_4 &= +1.359 \varphi'_1 + 0.846 \varphi'_3 + 1.000 \varphi'_4 - 1.359 \zeta'_1 - 0.846 \zeta'_3, \\ \zeta'_5 &= +1.020 \varphi'_1 + 1.358 \varphi'_3 + 1.000 \varphi'_5 - 1.020 \zeta'_1 - 1.358 \zeta'_5. \end{aligned}$$

Damit findet man:

$$\begin{aligned} [\zeta' \zeta'] &= 5.142 \zeta'^2_1 + 5.331 \zeta'^2_3 + 8.051 \zeta'_1 \zeta'_3 + \zeta'_1 (-8.284 \varphi'_1 - 8.051 \varphi'_3 \\ &\quad + 2.240 \varphi'_2 - 2.718 \varphi'_4 - 2.040 \varphi'_5) + \zeta'_3 (-8.051 \varphi'_1 - 8.662 \varphi'_3 \\ &\quad + 2.662 \varphi'_2 - 1.692 \varphi'_4 - 2.716 \varphi'_5) \end{aligned}$$

und durch Differentiation nach  $\zeta'_1$  und  $\zeta'_3$ :

$$\left. \begin{aligned} 2.000 \zeta'_1 + 2.240 \zeta'_2 - 2.718 \zeta'_4 - 2.040 \zeta'_5 &= 0 \\ 2.000 \zeta'_3 + 2.662 \zeta'_2 - 1.692 \zeta'_4 - 2.716 \zeta'_5 &= 0, \end{aligned} \right\} \dots (6b)$$

wenn man bedenkt, daß die Klammerausdrücke durch Addition und Multiplikation aus den Ausdrücken  $z'_k$  hervorgegangen sind, in denen man nachträglich  $\varphi'_i$  und  $\zeta'_i$  vertauschen darf. Die Koeffizientensummen in (6b) sind  $-0.518$  und  $+0.254$ , so daß durch Addition von  $0.518 z_M$ , bzw.  $-0.254 z_M$  mit:

$$z_M = +0.237 \zeta_1 + 0.200 \zeta_2 + 0.172 \zeta_3 + 0.182 \zeta_4 + 0.209 \zeta_5$$

zwei Relationen zwischen den  $\zeta_i$  folgen, die sich leicht in die Gleichungen (6a) transformieren lassen.

Die Lösung (13) hat vor dem Minimumsansatz den Vorzug, daß sie die scheinbare Polbahn des hier zugrunde gelegten Stationsnetzes nicht a priori mit der wahren Polbahn vereinigt. Aber letzten Endes stellen sowohl (6a) wie (13a) den  $\zeta_i$  aufgezogene Bedingungen dar, wie sie sich leider nicht vermeiden lassen, wenn man eine eindeutige Lösung anstrebt. Aller Wahrscheinlichkeit nach gibt es nämlich für  $\zeta_i$  neben (9) keine weiteren, für alle Epochen gültigen Beziehungen. Trotzdem ist die Annahme naheliegend, daß die Differenzen  $(x - \zeta)$  und  $(y - \eta)$  wenn



schon nicht die scheinbare Polbahn selbst, so doch zumindest einen Anhaltspunkt für die Größenordnung der scheinbaren Polbahn der primären  $z$ -Glieder geben. Aus dem Material des 3. Bandes der „Resultate des Internationalen Breiten-  
dienstes“, der den Zeitraum 1900 bis 1906 behandelt, erhält man gemäß:

$$\left. \begin{aligned} x - \xi &= -0.118 \varphi_1 + 0.082 \varphi_2 + 0.008 \varphi_3 - 0.157 \varphi_4 + 0.185 \varphi_5 \\ y - \eta &= -0.098 \varphi_1 + 0.122 \varphi_2 - 0.076 \varphi_3 - 0.037 \varphi_4 + 0.089 \varphi_5 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

die Differenzen in Einheiten 0".001:

$t$	$x - \xi$ :							Summe
	1899	1900	1901	1902	1903	1904	1905	
0.05		+ 19	— 10	— 4	— 2	— 13	+ 1	— 9
.12		+ 25	— 13	— 4	+ 1	+ 3	+ 13	+ 25
.19		+ 14	— 7	— 10	+ 3	— 12	+ 1	— 11
.25		+ 5	+ 8	— 25	+ 1	+ 7	+ 21	+ 17
.32		0	— 4	— 6	— 11	0	+ 8	— 13
.40		0	— 8	— 18	— 11	+ 8	+ 21	— 8
.48		+ 6	— 11	— 17	— 2	+ 9	+ 2	— 13
.56		+ 10	+ 1	— 9	— 5	+ 8	0	+ 5
.67		+ 17	+ 2	— 12	— 5	+ 12	— 2	+ 12
.78		+ 10	— 14	— 1	+ 4	+ 22	— 6	+ 15
.89		+ 3	— 19	— 23	+ 14	— 4	— 10	— 39
.97 (+ 32)		+ 6	— 15	— 13	+ 14	+ 7	— 13	— 14
Summe		+ 115	— 90	— 142	+ 1	+ 47	+ 36	— 33

$t$	$y - \eta$ :							Summe
	1899	1900	1901	1902	1903	1904	1905	
0.05		+ 12	— 8	— 7	+ 4	— 5	0	— 4
.12		+ 11	— 11	+ 6	+ 5	+ 8	+ 8	+ 27
.19		+ 8	— 4	+ 3	+ 8	— 1	+ 1	+ 15
.25		— 5	+ 5	— 6	+ 17	+ 2	+ 15	+ 28
.32		— 1	0	+ 1	+ 3	— 5	+ 4	+ 2
.40		+ 6	0	— 11	0	— 4	+ 8	— 1
.48		+ 6	— 5	— 6	+ 4	0	— 7	— 8
.56		+ 8	+ 5	— 2	— 5	— 3	— 6	— 3
.67		+ 8	— 8	— 12	— 4	0	— 10	— 26
.78		+ 7	— 11	— 5	+ 4	+ 7	— 13	— 11
.89		+ 2	— 18	— 14	+ 9	+ 2	— 16	— 35
.97 (+ 9)		+ 5	— 9	— 2	+ 9	+ 7	— 8	+ 2
Summe		+ 67	— 64	— 55	+ 54	+ 8	— 24	— 14

In diesen Differenzen sind systematische Gänge angedeutet. Sie liegen aber durchweg innerhalb der Unsicherheit der Polkoordinaten und man darf mit einiger Wahrscheinlichkeit schließen, daß für unser Stationsnetz eine systematische Entstellung der Polkoordinaten durch die  $\zeta$ -Beträge nicht zu fürchten ist. Die stark systematischen Koordinatendifferenzen, die sich beim Übergang von sechs bzw. fünf Stationen auf die drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah ergeben, müssen

dann, die Richtigkeit obiger Argumentation vorausgesetzt, der Hauptsache nach der scheinbaren Polbahn dieses verringerten Stationsnetzes zugeschrieben werden. Dies ist von großer Bedeutung, da die im 6. und 7. Bande der „Resultate des I. B.“ gegebenen Polkoordinaten der Jahre 1919 bis 1931 nur aus jenen drei Stationen abgeleitet werden konnten. Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß die erwähnten Koordinatendifferenzen neben einer Jahresperiode noch eine fünfjährige Periode enthalten\*). Genau so, wie aus der Jahresperiode und der ersten Wittingschen Störung eine Periode von 5.1 Jahren resultiert, kann auch umgekehrt die hier auftretende Periode eine Variabilität der Chandlerschen Periode nach sich ziehen. Diese wichtige Frage wird sich natürlich nur lösen lassen, indem man für die Jahre 1900 bis 1914 beide Stationsnetze parallel behandelt und die Ergebnisse einer harmonischen Analyse unterwirft.

Die geringen Differenzen in den beiden vorhergehenden Tabellen könnten den Anschein erwecken, daß die Polkoordinaten schon viel sicherer bekannt sind, als man gewöhnlich annimmt. Berechnet man aber statt der Mittelwerte  $\xi$  und  $\eta$  sämtliche  $x_k$  und  $y_k$ , so läßt sich zeigen, daß eher das Gegenteil der Fall ist. Zur Bestätigung dieser Behauptung greifen wir einen besonders krassen Fall heraus, wie ihn die Epoche 1899.97 darbietet. Für diese Epoche sind folgende  $\varphi$ -Werte als Differenzen gegen die Mittelwerte des Zeitraums 1900 bis 1906 gegeben:

$$\varphi_1 = -25, \quad \varphi_2 = -35, \quad \varphi_3 = +42, \quad \varphi_4 = -42, \quad \varphi_5 = +136.$$

Die Minimumslösung (6) liefert:

$$x = -15, \quad y = +37, \quad z = +15$$

und damit:

$$\zeta'_1 = -28, \quad \zeta'_2 = -10, \quad \zeta'_3 = +47, \quad \zeta'_4 = -90, \quad \zeta'_5 = +81.$$

Hingegen erhalten wir aus (11), (12) und (9):

$x_1 = +12$	$y_1 = +94$	$z_1 = +43$
$x_2 = -9$	$y_2 = -5$	$z_2 = -35$
$x_3 = +15$	$y_3 = +108$	$z_3 = +54$
$x_4 = +49$	$y_4 = -41$	$z_4 = -18$
$x_5 = +8$	$y_5 = +109$	$z_5 = +50$
$x_6 = -258$	$y_6 = +151$	$z_6 = -132$
$x_7 = +125$	$y_7 = +11$	$z_7 = -81$
$x_8 = +3$	$y_8 = +100$	$z_8 = +54$
$x_9 = -226$	$y_9 = -81$	$z_9 = +38$
$x_{10} = -194$	$y_{10} = -208$	$z_{10} = +204$
$\xi = -47$	$\eta = +29$	$z_M = +18$

---

\*) a. a. O. S. 57.

Die Streuung beträgt in  $x$  388, in  $y$  359 und in  $z$  336 Einheiten! Es liegt nahe, diese Werte unter dem der Methode der kleinsten Quadrate zugrunde liegenden Gesichtspunkte zu betrachten, daß das Kimuraglied für alle Stationen gleich ist. Dann läßt sich die starke Streuung durch eine alleinige Abweichung auf der Station Gaithersburg erklären. Die vier Kombinationen der vier übrigen Stationen geben nämlich:

$$\begin{array}{lll} x_1 = + 12 & y_1 = + 94 & z_1 = + 43 \\ x_3 = + 15 & y_3 = + 108 & z_3 = + 54 \\ x_5 = + 8 & y_5 = + 109 & z_5 = + 50 \\ x_8 = + 3 & y_8 = + 100 & z_8 = + 54 \end{array}$$

und im Mittel:

$$\bar{x} = + 10 \quad \bar{y} = + 103 \quad \bar{z} = + 50$$

Mit diesen Werten erhält man:

$$\zeta'_1 = - 3, \zeta'_2 = + 3, \zeta'_3 = - 3, \zeta'_4 = - 194, \zeta'_5 = + 5,$$

und man könnte  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  als die richtige Lösung betrachten, wenn nicht auch die zur Kontrolle herangezogene Station Cincinnati einen großen Rest:  $\zeta' = - 115$  geben würde. Sicher liefert aber der Ausgleich nach (6) für die vier Stationen Mizusawa, Tschardjui, Carloforte und Ukiah ebenso wie die eindeutige Lösung für die drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah Polkoordinaten, die ganz nahe bei  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  liegen. In  $(x - \bar{x})$  und  $(y - \bar{y})$  zeigt sich also der starke Einfluß der individuellen  $\zeta$ -Beträge besonders deutlich.

Schließlich sei noch der Versuch erwähnt, eine der beiden fehlenden Relationen zwischen den  $\zeta_i$  aus dem Umstand abzuleiten, daß die zwei Stationen Tschardjui und Ukiah nahezu diametral liegen. Man kann tatsächlich aus der strengen Beziehung:

$$z_3 + z_8 = - 0.064 \zeta_1 + 0.980 \zeta_2 + 0.070 \zeta_3 + 1.014 \zeta_5$$

auf dem Wege sukzessiver Approximation  $\zeta_5$  und damit alle  $\zeta_i$  sowie die Koordinaten  $x$  und  $y$  in Funktion von  $\zeta_2$  ausdrücken und findet dann wieder ein eindeutiges Formelsystem, indem man für die  $[\zeta' \zeta']$  ein relatives Minimum ansetzt. Aber der Fehler, den der funktionale Zusammenhang zwischen  $\zeta_2$  und  $\zeta_5$  nach sich zieht, geht mit dem sieben- bis achtfachen Betrag in die übrigen  $\zeta_i$  und in die Polkoordinaten ein, so daß auch dieser Weg kein größeres Vertrauen verdient.

Das Ergebnis dieser Untersuchung läßt sich daher kurz folgendermaßen zusammenfassen. Die primären  $z$ -Glieder erzeugen infolge ihrer lokalen Verschiedenheit eine scheinbare Polbahn, die natürlich stets vom zugrunde gelegten Stationsnetz abhängt. Der störende Einfluß, d. h. die Verfälschung der Polkoordinaten dürfte aber um so geringer sein, je größer die Zahl der Stationen ist. Da man einmal gezwungen ist, die zwei fehlenden Relationen zwischen den  $\zeta_i$  durch hypothetische Annahmen zu ersetzen, bleibt bei genügend großer Zahl

der Stationen das Ausgleichsverfahren noch immer die nächstliegende Lösung. Hingegen wächst offensichtlich die systematische Entstellung der Polbahn mit sinkender Stationszahl und dürfte bei drei Stationen ihr Maximum erreichen. Dies ist um so bedauerlicher, als die Polkoordinaten der Jahre 1919 bis 1931 nur auf den drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah beruhen. Die Größe dieser systematischen Verfälschung kann nur durch Gegenüberstellung der aus allen sechs und diesen drei Stationen ermittelten Polkoordinaten abgeschätzt werden, welche Arbeit bereits in Angriff genommen wurde.

## Ein neues piezoelektrisches Vertikalseismometer

Von St. v. Thyssen — (Mit 3 Abbildungen)

Ein piezoelektrisches Vertikalseismometer wird beschrieben, dessen piezoelektrisches Material aus Seignettesalz besteht. Die Empfindlichkeit gegenüber Feuchtigkeit wird vermieden. Das Gewicht des Seismometers beträgt etwa 0.3 kg.

An dieser Stelle möchte ich kurz über ein neuartiges piezoelektrisches Vertikalseismometer\*) berichten, das sich durch seine einfache Bauweise auszeichnet und für seismische Arbeiten im Felde geeignet ist.

Bekanntlich werden piezoelektrische Seismographen schon seit längerer Zeit hergestellt und haben sich teilweise auch für seismische Feldarbeiten als geeignet erwiesen. Bei den meisten Konstruktionen wird als piezoelektrisches Material Quarz gewählt. Dieses Material wird trotz der nur mäßigen Piezoelektrizität seiner vorzüglichen mechanischen Eigenschaften wegen anderen piezoelektrischen Substanzen (wie z. B. Seignettesalz) gegenüber bevorzugt. In derartigen piezoelektrischen Seismographen werden Quarzkristalle parallel zur neutralen Achse im Rhythmus der zu messenden Schwingungen gedrückt. Die auf diese Weise auf den Belegen entstehenden elektrischen Spannungen werden nach Verstärkung registriert. Verschiedene Autoren und Patentschriften berichten über solche Schwingungsmesser\*\*).

Alle diese Geräte leiden darunter, daß das zur Anwendung gelangende piezoelektrische Material bei geringen Erschütterungen nur sehr schwache Spannungen erzeugt, wie dies beispielsweise bei Quarz der Fall ist, so daß eine beträchtliche Verstärkung oder eine hochempfindliche Meßapparatur\*\*\*) erforderlich ist. Ist aber das piezoelektrische Material besonders gut erregbar†), wie z. B. Seignettesalz,

\*) Nach Angaben des Verfassers von der Seismos, Hannover, gebaut.

\*\*) Kluge u. Linckh: Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 73, S. 1311—1314, 1929; Ambronn: World Petroleum Congress London 1933, Nr. 18; Herrmann u. Meisser: Zeitschr. f. Geophysik 3, 152 (1935); siehe auch DRP. 417989 und DRP. 459926.

\*\*\*) Meisser: Physik. Zeitschr. Heft 38, Nr. 17 (1937).

†) Meissner u. Bechmann: Zeitschr. f. techn. Physik 11, S. 430—434, 1928.



dessen piezoelektrische Moduln 10- bis 100mal größer sind als die des Quarzes, so müssen die weniger günstigen mechanischen Eigenschaften sowie auch die beträchtliche Feuchtigkeitsempfindlichkeit dieses Materials bei der Verwendung für Seismographen in Kauf genommen werden.

Seit 2 Jahren etwa werden lamellenförmige Seignettesalzkristallbieger auf den Markt gebracht (von der Hanseatischen Apparatebau-Ges., Kiel), die ausschließlich durch Biegung piezoelektrisch erregbar sind. Diese Kristallamellen sind 95 mm lang und etwa 0,5 mm dick. Sie bestehen aus gezüchteten Seignettesalzkristallen, die mechanisch gut zu gebrauchen sind und mit einer feuchtigkeitsundurchlässigen Schicht überzogen sind. Bei der geringsten Biegung entstehen schon verhältnismäßig bedeutende Spannungen an den Belegen des Kristalls, die etwa proportional der Geschwindigkeit sind, mit der die Biegung erfolgt.

Fig. 1 zeigt nun einen solchen Kristallbieger (Type B 35). Die piezoelektrische Substanz  $b$  ist mit dem feuchtigkeits-sicheren Speziallack  $a$  überzogen. Die Ableitungen  $z_1$  und  $z_2$  sind mit den leitenden Belegen verbunden.

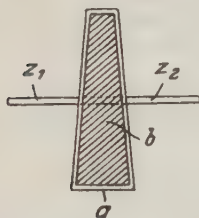


Fig. 1

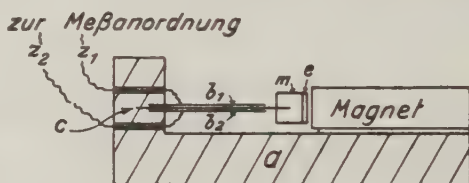


Fig. 2

Es wurde nun versucht, mit Hilfe dieser Kristallbieger einen Beschleunigungsmesser zu bauen, um die besonders starke piezoelektrische Erregbarkeit des Seignettesalzes nutzbar zu machen. Die Konstruktion des neuen Vertikalseismometers wurde an den von Zeissig-Reutlinger angegebenen Vertikalschwingungsmesser angelehnt. In diesem Gerät von Reutlinger\*) wird eine zylinderförmige Masse von etwa 30 g durch ein Blattfedernpaar an den beiden Enden getragen. Dieses schwingende System befindet sich in einer Flüssigkeit, durch deren Zähigkeit die Dämpfung bestimmt wird. Die Masse trägt am Ende einen Spiegel, um eine optische Registrierung zu ermöglichen. Die Blattfedern wurden nun bei der ersten Neukonstruktion durch die beschriebenen Kristallbieger ersetzt, wobei natürlich statt optischer eine elektrische Registrierung verwendet werden konnte. Später wurde die Konstruktion vereinfacht, indem die Masse bedeutend verringert und nur ein Kristallbieger verwandt wurde.

Fig. 2 zeigt in natürlicher Größe die wesentlichsten Bestandteile des Vertikalseismometers. Es bedeuten  $a$  der schwingende Seismographenkörper, welcher mit einem Seignettesalzkristallbieger  $c$  starr verbunden ist. Am anderen Ende

\*) Reutlinger: Beiträge zur Geophysik 24, 168 (1929).



des Biegers befindet sich eine Masse  $m$  aus Kunstharz von etwa 1 g Gewicht. An der Masse  $m$  ist ein kleines Eisenplättchen  $e$  befestigt, um eine Dämpfung des Systems mit Hilfe eines permanenten Magneten zu ermöglichen.  $b_1$  und  $b_2$  sind die leitend gemachten Flächen des Kristallbiegers, welche mit den Zuleitungen  $z_1$  und  $z_2$  verbunden sind, die zur Meßanordnung führen. Während  $a$  vertikale Schwingungen ausführt, wird das Kristallsystem  $c$  vermöge seiner eigenen Masse sowie der kleinen Masse  $m$  Biegungen mit wechselnden Vorzeichen ausgesetzt und treten elektrische Spannungen im Rhythmus der Schwingungen von  $a$  auf. Die Eigenperiode des ungedämpften Systems beträgt etwa 155 Hertz.

Der Kristallbieger, der hier also die Rolle der Blattfeder übernimmt, besitzt eine große Biegesteifigkeit. Die verhältnismäßig große Biegesteifigkeit der Piezolamelle und die geringe Masse  $m$  lassen die Periode der  $T_2$ -Schwingungen\*) des Seismometers besonders gering werden.

Messungen im Gelände wurden so vorgenommen, daß die Belege des Kristallbiegers mit dem Steuergitter der Eingangsröhre eines Dreistufenwiderstandsverstärkers (Kaskadenschaltung) verbunden war, welcher sich in einem geerdeten Blechkasten befand, und der Verstärker eine Oszillographenmeßschleife\*\*) (Siemens Drehspiegel-Oszillograph Nr. 5) betätigte. Der Beschleunigungsmesser erwies sich innerhalb eines Frequenzbandes zwischen 20 und 100 Hertz als recht gleichmäßig empfindlich.

Fig. 3 zeigt ein Seismogramm, welches von einem Schuß über eine Entfernung von 2280 m mit Hilfe des neuen Seismometers erhalten wurde. Die Ladung betrug hier 1.5 kg und der Stimmgabelzeitmarkenabstand von Zackenspitze zu Zackenspitze  $1/50$  Sekunde. An dem Seismogramm erkennen wir den einwandfreien Einsatz bei 0.789 Sekunden\*\*\*) sowie auch die gute Dämpfung des Seismographen. Ebenfalls ist die Empfind-

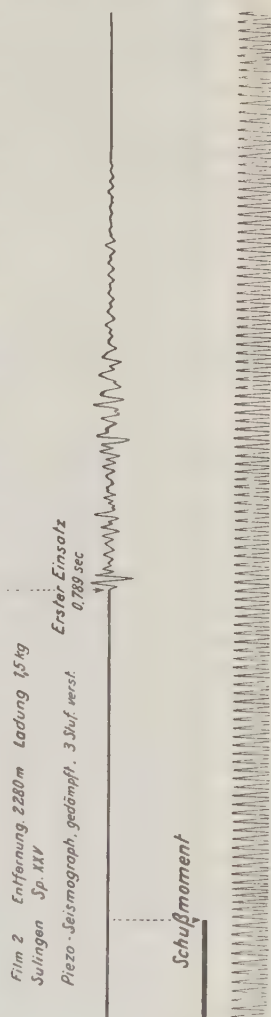


Fig. 3

\*) Rössiger: Beitrag zur Theorie des Blattfederseismographen, Zeitschr. f. Geophysik 8, 471 (1932).

\*\*) Eigenschwingung bei 2000 Hertz.

\*\*\*) Ein nahebei aufgestellter Mintropseismograph lieferte den ersten Einsatz bei 0.795 Sekunden.

lichkeit des piezoelektrischen Beschleunigungsmessers seismischen Bodenerschütterungen gegenüber beträchtlich. Die Wellenfronten haben im Untergrund Tonstein (Obere Kreide) durchlaufen \*).

Gegenüber der unvermeidlichen rauen und stoßartigen Beanspruchung bei Feldarbeiten erwies sich das Gerät als recht unempfindlich, was insbesondere auf die geringe Dimensionierung der Schwingungsmasse zurückzuführen ist. Bodenunruhe und Wind hatten selten störende Einwirkung. Das Vertikalseismometer ist von einem allseitig umschließenden Gehäuse luftdicht eingeschlossen, so daß ein Eindringen von Feuchtigkeit praktisch ausgeschlossen ist.

Vermöge seines geringen Umfanges und Gewichtes \*\*) kann das Gerät leicht in der Tasche mitgenommen werden und gewährleistet deshalb eine bequeme Handhabung im Gelände.

## Über die Verwendung langperiodischer Seismometer

Von G. Krumbach, Jena — (Mit 4 Abbildungen)

Es werden die Gesichtspunkte für die Wirkungsweise langperiodischer Instrumente im Stationsdienst dargestellt und ein praktisches Beispiel für den Aufbau durchgeführt.

In einer früheren Arbeit [1] wurde gezeigt, daß man ein Nahbebeninstrument, wie beispielsweise das 15000-kg-Seismometer in Jena, durch Hinzufügung eines zweiten Registrierwerkes mit geringerer Auflösungsgeschwindigkeit zu einem Universalinstrument für Nah- und Fernbeben ausbilden kann. Diese Parallelregistrierung hatte dann den Zweck, die bei schneller laufenden Uhrwerken sehr flach verlaufenden und daher oft schwer erkennbaren langperiodischen Wellenzüge der Fernbeben in ihren einzelnen Phasengruppen deutlich zu machen.

Ein Vergleich der Aufzeichnungen des 1200-kg-Pendels mit denen des 15000-kg-Pendels zeigt jedoch noch etwas anderes. Die Diagramme des 1200-kg-Seismometers erscheinen „geglättet“ und lassen daher an vielen Stellen die längeren Perioden deutlich hervortreten, die bei der Aufzeichnung des 15000-kg-Pendels durch kurzperiodische Überlagerungen verdeckt sind. Das Fehlen dieser kurzperiodischen Überlagerungen ist dann einfach auf die geringere Empfindlichkeit des astatischen Pendels für kurzperiodische Störungen zurückzuführen. Ebenso wird auch zum Teil beim astatischen Pendel die Ausmessung sehr langer Perioden innerhalb der Hauptphase durch Überlagerung längerer Perioden von etwa 8 bis 10 sec sehr erschwert.

Aus diesem Grunde wurde dann zur weiteren Vervollkommnung des Stationsdienstes schon sehr früh in Göttingen das „Eckpendel“ von E. Wiechert [2]

---

\*) Diese Messung wurde anlässlich von Refraktionsmessungen der Seismos, Hannover, in einem Meßgebiet nordwestlich Nienburg (Hann.) vorgenommen.

\*\*) Etwa 0.3 kg.

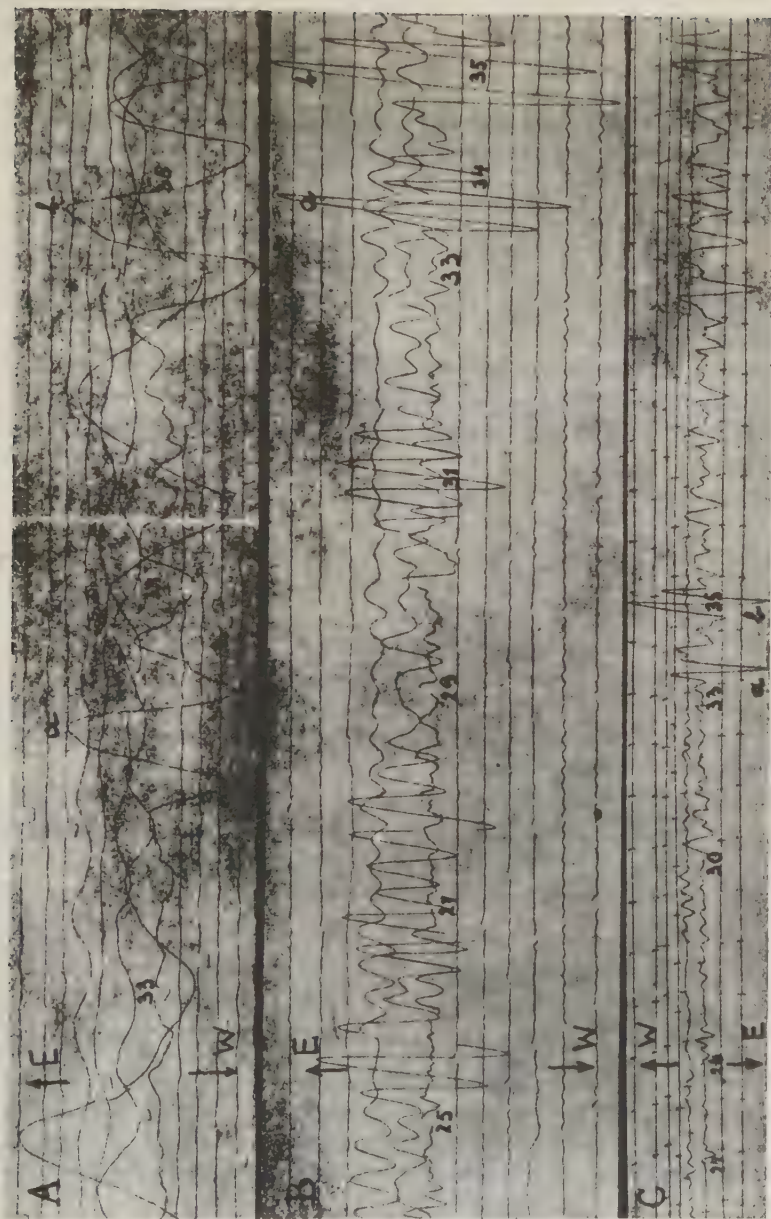


Fig. 1. Vergleich von Seismogrammen verschiedener Instrumente.  
A. 15000-kg-Pendel ( $T_0 = 2$  sec); B. 1200-kg-Pendel ( $T_0 = 10$  sec); C. 200-kg-Pendel ( $T_0 = 30$  sec).  
Die entsprechenden Phasen sind durch kleine Buchstaben a, b bezeichnet

entwickelt. Dieses Kegelpendel mit einer Masse von 100 kg, der Eigenperiode  $T = 60$  sec und der Vergrößerung  $V = 10$  bildete eine wertvolle Ergänzung für die Untersuchung der langperiodischen Wellengruppen. Trotz ihrer großen Zweckmäßigkeit haben derartige Instrumente nur wenig Verbreitung gefunden.

*Theoretische Unterlagen.* Zur Beurteilung der Wirksamkeit dieser Instrumente geht man von der bekannten Vergrößerungsformel [3] für periodische Störungen aus:

$$\mathfrak{B} = \frac{V}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right\}^2 + 4\left(\frac{T_0}{2\pi\tau}\right)^2\left(\frac{T}{T_0}\right)^2}}.$$

Für  $T \ll T_0$  ist  $\mathfrak{B} = V$ , d. h. für schnelle Schwingungen ist die mechanische Vergrößerung  $V$  maßgebend.

Die graphische Darstellung dieser Formel läßt erkennen, daß für die Aufzeichnung längerer Perioden die Größe der Dämpfung keine nennenswerte Rolle spielt. Man kann also in diesem besonderen Falle mit Dämpfungsfreiheit, also  $\tau = \infty$  rechnen.

Für langsame Schwingungen ergibt sich dann der Ansatz:

$$\mathfrak{B} = \frac{V}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 - 1}.$$

Für  $T \gg T_0$  ist:

$$\mathfrak{B} = \frac{VT_0^2}{T^2} = \frac{V \cdot 4\pi^2 \cdot L}{g} \cdot \frac{T}{T^2} = \frac{4\pi^2}{g} \frac{I}{T^2}.$$

Für die Aufzeichnung langer Perioden ist also bei den Instrumenten die Größe der Indikatorlänge  $I$  ausschlaggebend.

Zur Prüfung der Empfindlichkeit verschiedener Instrumente für lange Perioden sei zu einem Vergleich die Indikatorlänge  $I$  des 1200-kg-Seismometers zugrunde gelegt. Aus  $V = 200$ ,  $T_0 = 10$  sec folgt  $I = 5000$  m.

Man erhält dann für die einzelnen Instrumente verschiedener Eigenperiode folgende Konstanten:

$T_0$ :	2	5	10	20	25	30	60 sec
$L$ :	1	6.25	25	100	155	225	900 m
$V$ :	5000	800	200	50	32	22.5	5.5

Man erkennt sofort, daß die kurzperiodischen Nahbebeninstrumente zur gleichzeitigen Verwendung für Fernbeben mindestens auf die doppelte Empfindlichkeit der üblichen Instrumente gebracht werden müßten. Dagegen ist bei langperiodischen Instrumenten für die geforderte Empfindlichkeit nur ganz geringe Vergrößerung und damit sehr einfacher Aufbau erforderlich.

*Praktische Ausführung.* Die zweckmäßigste Anordnung für ein langperiodisches Seismometer ist das Horizontalpendel. Bestimmend für die Eigenperiode



des Instrumentes ist die Neigung der Schwingungsachse gegen die Senkrechte. Die Schwingungsdauer ist dann gegeben durch:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{\sin i \cdot g}},$$

wobei  $l$  die Pendellänge bei Schwingungen um eine horizontale Achse und  $i$  den Neigungswinkel gegen die Vertikale bedeuten.

Verwendet man beispielsweise eine Pendelmasse von einem Durchmesser  $2r = 40$  cm und legt den Drehpunkt 4 cm vom Massenrand entfernt, so ergibt sich für diese Anordnung folgende Schwingungsdauer:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Direktionskraft}}} = 2\pi \sqrt{\frac{1/2 m r^2 + m d^2}{m \cdot d \cdot g}},$$

$$T_0 = 3.5 \text{ sec.}$$

Es besteht dann folgender Zusammenhang zwischen Neigung und Eigenperiode des Instrumentes:

Aus

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{\sin i \cdot g}} \text{ folgt } T = T_0 \sqrt{\frac{1}{\sin i}},$$

also

$i$ :	4	3.5	3	2.5	2	1.5	1	0.5	0.25 Grad
$T$ :	13.2	14.1	15.3	16.7	18.5	21.5	26.4	37.4	52.9 sec

Diese Aufstellung zeigt deutlich, daß anfänglich der Anstieg der Eigenperiode mit der Verringerung der Neigung sehr langsam erfolgt, daß aber im Bereich längerer Perioden schon geringe Neigungsänderungen erhebliche Periodenvergrößerungen verursachen, bzw. leicht zur Unstabilität des Instrumentes führen. Hierbei ist noch nicht der Einfluß der elastischen Gelenkverbindungen berücksichtigt.

Um also bei der Aufstellung große Stabilität zu erreichen, ist es ratsam, nicht über eine Eigenperiode von 30 sec hinauszugehen. Die erforderliche Vergrößerung ist dann nach obiger Tabelle etwa 25 fach.

*Der Aufbau des 200-kg-Seismometers.* Die nachstehenden Ausführungen sollen zeigen, daß es möglich ist, aus etwa vorhandenen Instrumententeilen mit verhältnismäßig einfachen Mitteln ein wertvolles Ergänzungsinstrument für die Erweiterung einer seismischen Station herzustellen. Für das vorliegende Instrument bildeten den Grundstock Teile eines veralteten und daher seit Jahren nicht mehr in Betrieb befindlichen Bosch-Mainka-Pendels. Die Aufhängung der Pendelmasse geht aus der schematischen Zeichnung hervor. Die aus acht Platten von 40 cm Durchmesser gebildete Masse hat ein Gewicht von 200 kg. Der in der Pendelachse liegende Hebel  $H_1$  vergrößert an seiner Spitze die Bewegung des Schwerpunktes zweimal. Daran setzt sich ein Hebel *Schr* mit dem Übersetzungsverhältnis  $1:12\frac{1}{2}$ . Es ist daher die Gesamtvergrößerung des Instrumentes



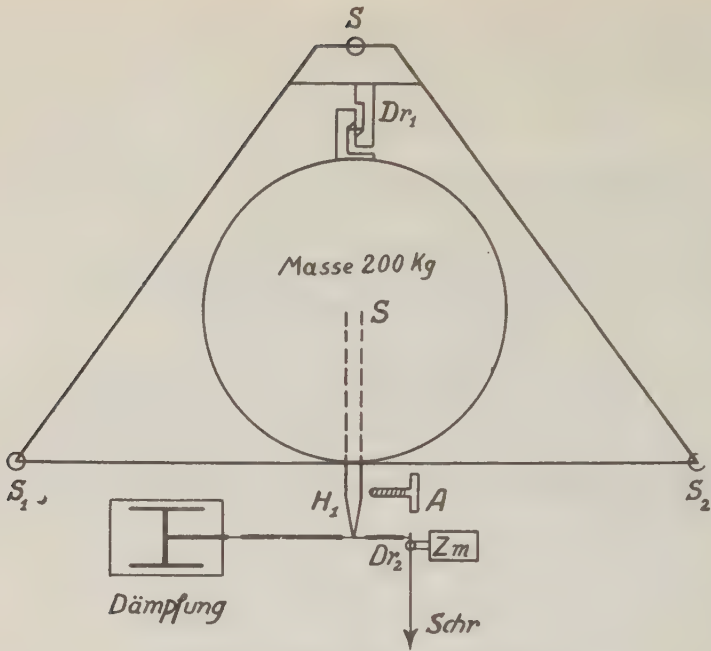


Fig. 2. Prinzip des 200-kg-Pendels

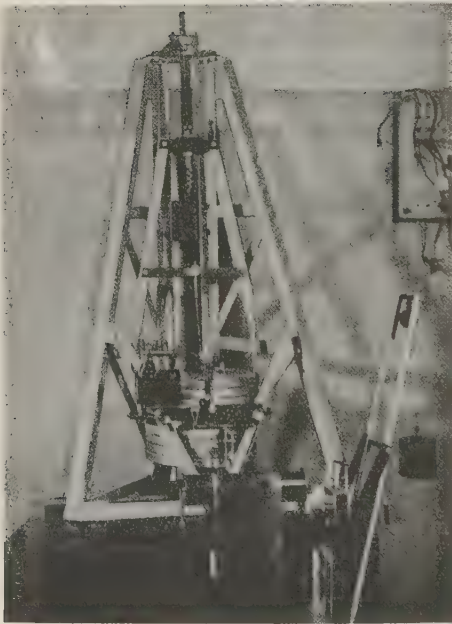


Fig. 3. Das 200-kg-Pendel

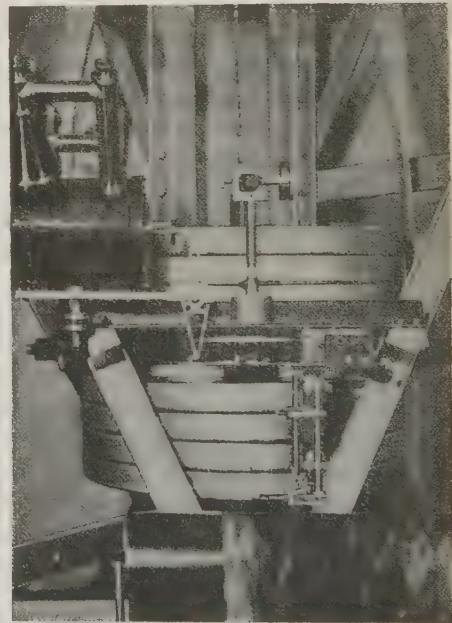


Fig. 4. Hebelwerk des 200-kg-Pendels

25fach, also der Theorie entsprechend. Als Dämpfung wird die bei allen Wiechert-Instrumenten übliche Luftdämpfung verwendet. Diese sowohl wie die Einzelteile des Hebelmechanismus und der Registriereinrichtung wurden in eigener Werkstatt hergestellt. Sie können aber, soweit es sich um die normalen Einzelteile handelt, bei den Herstellerfirmen der Wiechert-Seismometer fertig bezogen werden.

*Aufhängung der Pendelmasse.* Die untere Pendelachse  $Dr_1$  bildet an Stelle der gebräuchlichen, auf Zug beanspruchten Blattfeder ein Kreuzgelenk. Hierdurch ist die Drehachse besser definiert. Auch hatte sich durch Versuche gezeigt, daß sich bei einer einfachen Feder die Pendelmasse leicht in ihrer Eigenschwingung von 3.5 sec anregen läßt. Diese Vorsorge ist bei der vorliegenden Anordnung besonders wichtig, da der Übertragungsmechanismus nicht unmittelbar im Schwerpunkt angreift. Als oberer Drehpunkt wurde die einfache Drahtaufhängung beibehalten. Im allgemeinen besteht hierbei die Gefahr, daß infolge der Länge des Drahtes bei Nahbeben der ganze Aufhängungsbügel kurzperiodische Eigenschwingungen ausführen kann. Jedoch ist diese Fehlerquelle bei der Lage der Station Jena bedeutungslos.

*Einstellung von Nullpunkt und Eigenperiode.* Die Einstellung der Eigenperiode erfolgt durch gleichzeitiges Drehen der Stellschrauben  $S_1$  und  $S_2$ , die Einstellung des Nullpunktes durch Drehen von  $S_1$  oder  $S_2$ . Da aber die Verbindungen  $S_1S$  und  $S_2S$  keinen rechten Winkel miteinander bilden, lassen sich Perioden- und Nullpunktseinstellung nicht unabhängig voneinander ausführen. Es ist daher mit jeder Nullpunktseinstellung auch eine Änderung der Eigenperiode verbunden. Für einen völligen Neubau des Instrumentes erscheint daher die Abänderung der oberen Aufhängung, sowie die rechtwinklige Anordnung der Fußpunkte zweckmäßig.

Die Verbindung der Pendelmasse mit der Dämpfungseinrichtung geschieht durch einen rhombischen Zwischenhebel (Fig. 4). Dieser ist in einem doppelten Kreuzgelenk gelagert, in dem an Stelle von Blattfedern einfache Stahldrähte verwendet werden. Diese Drahtfedergelenke haben den Vorzug, daß sich nicht nur schädliche Spannungen leicht ausschalten lassen, sondern daß sich auch durch Versuche mit verschiedenen Drahtstärken bequem die günstigsten Arbeitsbedingungen herstellen lassen.

Außerdem befindet sich an diesem Hebel ein leichter unterteilter Waagebalken, so daß es durch Verschiebung von Reitergewichten möglich ist, kleinere Nullpunktsverlagerungen ohne die störende Verstellung der Fußschrauben auszugleichen.

*Konstantenbestimmung.* Zur Bestimmung der Indikatorlänge kann infolge der großen Neigungsempfindlichkeit die übliche Methode[4] für Horizontalpendel nicht angewandt werden, da bei Anbringung eines seitlichen Zuggewichtes dessen Masse unterhalb 1 g liegen muß. Damit sind genaue Messungen in dieser Form schlecht durchführbar. Es wurde daher eine der Anschlagsschrauben  $A$  als Meß-

schraube ausgebildet. Dann es ist möglich, den Ablenkungswinkel der Pendelmasse direkt zu bestimmen und aus dem zugehörigen Ausschlag der Zeigerspitze *Schr* die Vergrößerung zu errechnen.

*Zeitmarkierung.* Die Zeitmarkierungseinrichtung wurde nicht, wie üblich, als Kipphebel ausgebildet. Bei diesem Instrument bewirkt ein Topfmagnet (*Zm*) zu jeder vollen Minute einen kleinen seitlichen Ausschlag der Nadel. Diese Anordnung hat den großen Vorteil, daß die Schreibfederspitze sehr leicht gemacht werden kann. Neben einer wesentlichen Herabsetzung der Reibung auf dem Papier finden vor allen Dingen durch die Minutenzeichen keine Unterbrechungen der Registrierungen statt.

Die Registriergeschwindigkeit wurde auf 7.5 mm/Minute wegen der speziellen Beobachtung der längeren Perioden einreguliert.

Zusammenfassend ergibt sich, daß sich mit verhältnismäßig einfachen Hilfsmitteln ein Horizontalpendel großer Eigenperiode herstellen läßt. Dieses hat seine besondere Bedeutung bei der Untersuchung der in der Hauptsache bei den „langen Wellen“ im Seismogramm vorkommenden großen Perioden. Außerdem ist die Verwendung von Instrumenten verschiedener Indikatorvergrößerung oft sehr zweckmäßig. Denn oftmals werden beispielsweise bei sehr heftigen Beben die Aufzeichnungen der normalen, stark vergrößernden Instrumente unübersichtlich oder die Schreibfedern aus den Lagern geworfen. Schließlich aber läßt sich das Instrument im Bedarfsfalle durch Herabsetzung seiner Eigenperiode, sowie mit Hilfe einer sehr leicht durchführbaren Verlängerung des Schreibfederarmes in ein normales Stationsinstrument mit etwa 80facher Vergrößerung umwandeln.

#### Literatur

- [1] G. Krumbach: Über die Aufzeichnung von Fernbeben mit kurzperiodischen Seismometern. Beitr. z. angew. Geophys. 4, 263 (1934).
- [2] E. Wiechert: Das Institut für Geophysik. Festschrift, Leipzig 1906, S. 177.
- [3] E. Wiechert: Theorie der automatischen Seismographen, S. 76. Berlin 1903.
- [4] A. Sieberg: Erdbebenkunde, S. 469. Jena 1923.

---

## Niveauänderungen im Schüttergebiet der Erdbeben in Südbulgarien am 14. und 18. April 1928

Von K. Jankow, Sofia — (Mit 3 Abbildungen)

Am 14. und 18. April 1928 ereigneten sich im Becken von Maritza (Obertrazien) zwei katastrophale Erdbeben. Das erste von 10 Grad Stärke (Forel-Mercalli) hatte als Hauptschüttergebiet die Städte Čirpan-Borissowgrad und das zweite mit 11 Grad Stärke die Dörfer Papasli-Duandja (siehe Karte). Das zweite Erdbeben war die größte seismische Katastrophe in dem bulgarischen Gebiet und

gleichzeitig auch eine der größten von Gesamteuropa. Es war ein Weltbeben, welches von allen Seismographen aufgezeichnet wurde. Nach dem offiziellen Bericht [1] wurden von diesen beiden Erdbeben 75000 Gebäude zerstört und es hatten sich im Erdboden überall viel Sprünge und Klüfte gebildet. Die Länge der beiden größten Sprünge betrug bei dem nördlichsten 38, bei dem südlichsten 105 km [2]. Die maximale Verwerfung erreichte 3 bis 4 m und die maximale Kluftbreite ging bis zu 5 m. Die Zone der Beschädigungen ist etwa 9000 qkm [3] groß. Wegen der geringen Entfernung der beiden Epizentren, sowie wegen der gemeinsamen Beschädigungen und des sicheren genetischen Zusammenhanges kann man in mancher Hinsicht die beiden Erdbeben als ein einziges betrachten.

Das Erdbebengebiet stellt geologisch [4] eine tiefe Ebene dar, in deren südlichem Teil der Fluß Maritza von West nach Ost fließt. Im Süden ist die Ebene von dem alten Rhodope-Massiv begrenzt, das außer aus Marmor und jungeruptiven Gesteinen hauptsächlich aus riesigen granitischen Lakkolithen und sehr dicken metamorphen Gesteinsschichten besteht. Im Norden ist die Ebene von der Sredna Gora begrenzt, welche hauptsächlich aus Granit und Senonmergel zusammengesetzt ist. Die Ebene selbst ist nur in ihren nördlichen und südlichen Randteilen schwach hügelig. Der westliche Teil besteht aus Diluvium und Alluvium, während der östliche hauptsächlich Pliozänablagerungen mit wenig Eozän enthält.

Die Thrazische Tiefebene stellt tektonisch ein Becken dar, das im Zusammenhang mit der Bildung von Balkan und Sredna Gora entstand. Ein gutes Kennzeichen für das Versinken dieses Massives sind die berühmten sieben Hügel von Plovdiv. Die Haupteinsenkung hat im mittleren Tertiär stattgefunden. Später ist eine relative tektonische Ruhe eingetreten. Die Einsenkung fand hauptsächlich in Ost-Westrichtung längs einiger Verwerfungen statt, jedoch auch in anderen Richtungen. Das letzte Erdbeben, sowie auch die früheren uns bekannten Katastrophen (1750, 1759, 1818, 1859) zeigen, daß auch heute, wenigstens im zentralen Teile des Beckens, die Erdbebedynamik immer noch nicht zur Ruhe gekommen ist.

Für wissenschaftliche und praktische Ziele ist es wichtig, nicht nur die Bewegungen der Erdschollen überhaupt festzustellen, sondern auch der Größe nach anzugeben. Die Größenverhältnisse sind in beiliegender Karte angegeben. Genaue Nivellements (mittlerer Fehler  $M = \pm 1.5$  mm/km) waren kurz vor dem Erdbeben ausgeführt worden. Ein Jahr nach dem Erdbeben (1929), nachdem etwa 1000 Nachbeben beobachtet wurden und die Erde ziemlich ruhig geworden war, wurden die Nivellements in dem Erdbebengebiet wiederholt [5]. Sie umfassen insgesamt über 500 km Wegstrecke. Auf Grund dieser Daten und relativen Ausmessungen, die uns aus der Literatur bekannt sind [6], wurde die Karte ausgearbeitet. Diese enthält folgende Angaben:

1. Die dicken vollen Linien bezeichnen das Nivellementnetz, über welches die Ausmessungen ausgeführt sind;

2. die gestrichelten Linien die Orte gleicher Bodensenkung in Zentimetern und die dünnen vollen Linien Orte mit gleicher Hebung. Die Kurven entsprechen



10 cm Höhenunterschied. Kleinere Verschiebungen als 10 cm sind für die Hebung mit + bezeichnet und mit — für die Senkung.

3. Die Hauptverwerfungen, die sich infolge der beiden Erdbeben gebildet haben, verlaufen genetisch so [7]:

Bei dem Čirpanischen Erdbeben am 14. April bildeten sich zwei Sprünge, ein nördlicher und ein südlicher. Der erste beginnt bei Černagora, geht an Čirpan vorbei und setzt sich nach Ost fort. Der zweite beginnt nordwestlich von der Stadt Borissovgrad, erstreckt sich weit nach Ost und endet 10 km hinter Rakowski. Dieser Sprung verläuft längs des Flusses Maritza. An manchen Stellen durchschneidet er das Flußbett oder läuft direkt in ihm. Diese Sprünge verlaufen fast parallel zueinander in einem Abstand von 13 bis 16 km mit der Tendenz sich im Westen einander zu nähern.

Bei dem Erdbeben vom 18. April von Papasli bildeten sich folgende Hauptsprünge: Ein 10 km langer Sprung verläuft westlich von Borissovgrad, der zweite als dessen Verlängerung läuft nordwestlich in der Richtung auf Papasli zu. Beim Dorf Duwanja, wo sich die markantesten Einsenkungen bildeten, teilt sich dieser Sprung in drei Äste. Die ersten haben ziemlich die alte Richtung, während der dritte nach Westen gegen Plovdiv verläuft, wobei er dann später wieder nach Nord-Westen umbiegt.

Man muß betonen, daß für die Bearbeitung der Karte die vorhandenen Nivellements nicht vollständig ausreichen, besonders in meridionaler Richtung. In Wirklichkeit gibt es in dem am stärksten betroffenen Erdbebengebiet nur eine Nivellementlinie von Borissovgrad nach Černagora und noch einige kurze Strecken, die in der Richtung Nord-Süd streichen. Diese Lücke ist besonders groß für die Orte östlich der Linie Čirpan—Borissovgrad, die von deutlichen Geländeformationen betroffen sind. Sie konnten daher nicht in die Karte eingezeichnet werden. Aus diesem Grunde konnten auch die treppenartigen Senkungen längs der beiden Ufer der Maritza, die stellenweise bis zu 2 m Tiefe erreichten, aber eine Breite von höchstens 1 km besaßen, nicht eingetragen werden. Solche Senkungen sind nur mit Strichen verzeichnet. Wo es möglich war, sind die relativen Werte, die aus der Literatur bekannt sind, durch Reduktion auf Absolutwerte gebracht worden.

Daß die auffallend regelmäßige Form der Nivellementlinien keine Zufälligkeit ist, sondern den wirklichen Verhältnissen entspricht, zeigen klar die Profile der Nivellementslinien, die hier nicht angeführt werden können.

Die Karte erlaubt uns folgendes festzustellen: Die Einsenkung der Erdschollen lag zwischen dem nördlichen und südlichen Sprungsystem, wo im Gelände überall *nur* Versenkungen beobachtet werden. Hier und da gibt es noch kleinere Einsenkungen, die außerhalb dieses Bereiches liegen. Die Hebungen der Erdschollen umfaßt die Gegenden südwestlich des Sprungsystems, wo es ausschließlich *nur* Hebungen gibt. Auch außerhalb des nördlichen Sprunges gibt es stellenweise noch unbedeutende Hebungen. Insgesamt stellt das eingesunkene Gelände eine Fläche von ungefähr 900 qkm dar, und das mit einer Hebung nur etwa 240 qkm.

Wenn man die beiden Epizentralgebiete betrachtet, bemerkt man sofort einen gewissen Unterschied. Obwohl sich in manchem Bereich die Wirkungen der beiden Erdbeben überdecken und sich also im einzelnen nicht abgrenzen lassen, sieht man dennoch, daß die radialen Verschiebungen infolge des Erdbebens von Papasli im Vergleich zu denen von Ćirpan nicht nur in der Größe der Vertiefung, sondern auch dem Umfange nach viel größer sind. Beispielsweise verhalten sich die Flächen, die von der Linie 40 cm begrenzt sind, bei beiden Beben wie 1 : 6. Aber nach der Isoseistenkarte [8] läßt sich nur ein sehr kleiner Unterschied feststellen. Das zeigt, daß die Isoseisten nur die lokalen Wirkungen der Erdbeben anzeigen, aber nicht im richtigen Verhältnis zu der Energie des Erdbebens stehen. Das wahre Bild geben uns nur die in der Karte aufgezeichneten Nivellementskurven, die von der Reaktionsfähigkeit der Medien, also des Untergrundes und der Gebäude unabhängig sind. Vielleicht wird man hiermit dem Problem etwas näher kommen können, über das G. Krumbach schreibt [9]: „Eine ähnliche Erscheinung wird auch bei den Registrierungen des Bebens in Bulgarien vom 14. und 18. April beobachtet. Trotz nahezu gleicher Herdlage und Intensität im Epizentrum zeigen die Registrierungen der Jenaer Seismographen innerhalb der Vorphasen ein verschiedenes Bild.“ Also können uns nur Nivellements-ausmessungen angeben, ob „die Erdbeben nahezu gleiche Intensität“ haben.

Die auffallenden runden Kurven zeigen uns, daß wir es mit einem kesselartigen Einbruch zu tun haben. Die Längsachsen dieser Kurven verlaufen von Ost nach West bzw. Südost-Nordwest, was im allgemeinen mit der Richtung der Hauptsprünge und Isoseistenachse übereinstimmt. Bei dem Erdbeben vom 14. April liegt die maximale Senkung südlich von der Verwerfung und westlich von der Stadt Ćirpan. Unter der Voraussetzung, daß der Herd punktförmig ist, kann das Epizentrum nicht nur nach den Beschädigungen und anderen äußeren Merkmalen, sondern auch nach dem tiefsten Senkungspunkt bestimmt werden. Wie die Karte zeigt, kann hier nicht die Rede von einem zufälligen Versenkungspunkt sein. Das Epizentrum braucht auch nicht immer mit einem Sprung zusammenzufallen. Das so bestimmte Epizentrum des Erdbebens von Ćirpan hat dann folgende Koordinaten  $\varphi = 42.2^\circ$ ;  $\lambda = 25.3^\circ$  (im International Summary 1928 ist angegeben  $\varphi = 41.7^\circ$ ;  $\lambda = 26.3^\circ$ ).

Bei dem Beben von Papasli fällt Sprung und maximale Senkung zusammen. Also ergeben sich hierfür folgende Koordinaten:  $\varphi = 42.1^\circ$ ;  $\lambda = 25.1^\circ$  (in dem International Summary ist  $\varphi = 41.8^\circ$ ;  $\lambda = 25.0^\circ$  angegeben).

Außer den Hauptsprünge, die auf der Karte angegeben sind, haben sich noch viele kleinere Sprünge gezeigt, die gewissermaßen ein Netz bilden. Die neuen, sowie die alten Dislokationen zeigen, daß die Erdkruste in diesem Gebiet in zahlreiche kleine Blöcke geteilt sein kann. An einem einzigen Nivellement allein kann man die Grenzen der Blöcke noch nicht bestimmen. Das würde erst möglich werden, wenn einige Nivellements hintereinander ausgeführt werden. Denn die Gruppe von Meßpunkten, die auf einem Block liegen, müssen sich immer

durch gleichartige Veränderungen hervorliehen. Derartige Untersuchungen sind bereits in Japan mit Erfolg ausgeführt worden [10]. Also ist jedes neue Nivellement in diesem Erdbebengebiet sehr wertvoll für uns. Wir berechnen die Neigungen der Erdoberfläche aus der Karte unter der Voraussetzung, daß sie im Mittel linear erfolgen. Das Gelände zwischen Borissovgrad und Čirpan hat nördlich der tiefsten Einsenkung ein Gefälle von etwa 20 cm/km und im Süden ein Gefälle von 4 cm/km. In der Fig. 1 ist das geologische Profil (Nord-Süd) durch Čirpan

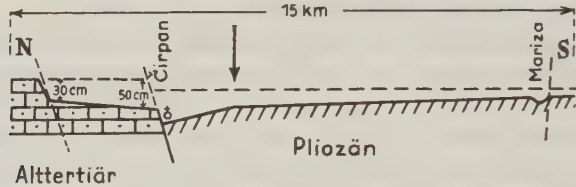


Fig. 1. Das geologische Profil (Nord-Süd) durch Čirpan mit dem Niveau vor (gestrichelt) und nach dem Erdbeben

mit dem Niveau vor (gestrichelt) und nach dem Erdbeben dargestellt [11]. Die Senkungen in dem Schüttergebiet von Papasli liegen hauptsächlich zentrisch zum Epizentrum. Die maximale Neigung von Nord nach Süd ist 4 cm/km. Wenn wir die beiden Epizentren verbinden, so liegt ziemlich senkrecht dazu in der Richtung Černagora—Borissovgrad die Scheidelinie. Gegen Papasli bildet sich ein Gefälle von etwa 12 cm/km und gegen Čirpan von nur 5 cm/km.

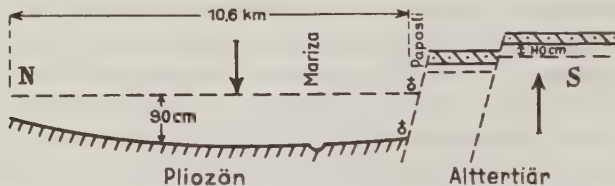


Fig. 2. Das geologische Profil (Nord-Süd) durch Papasli mit dem Niveau vor (gestrichelt) und nach dem Erdbeben

Das Gelände, das sich infolge des Erdbebens hebt, zeigt eine Neigung von ungefähr Nord-Ost nach Süd-West von 4 cm/km. In Fig. 2 ist das geologische Profil durch Papasli (Nord-Süd) gegeben, wobei das alte Niveau gestrichelt ist [12]. Das pliozänische Terrain zeigt hier eine maximale Senkung von 90 bis 100 cm und die eozenischen Kalke eine maximale Hebung von 40 cm. Die regelmäßige Kurvenform der Senkungsbeträge ist wahrscheinlich aus einer Reihe von Teilbrüchen entstanden. Professor J. Mihailovič glaubt, aus seismischem Material und tektonischen Gründen gefunden zu haben, daß in dem seismischen Gebiet von Plovdiv und Čirpan mehr als 40 Blöcke vorhanden sind [13].

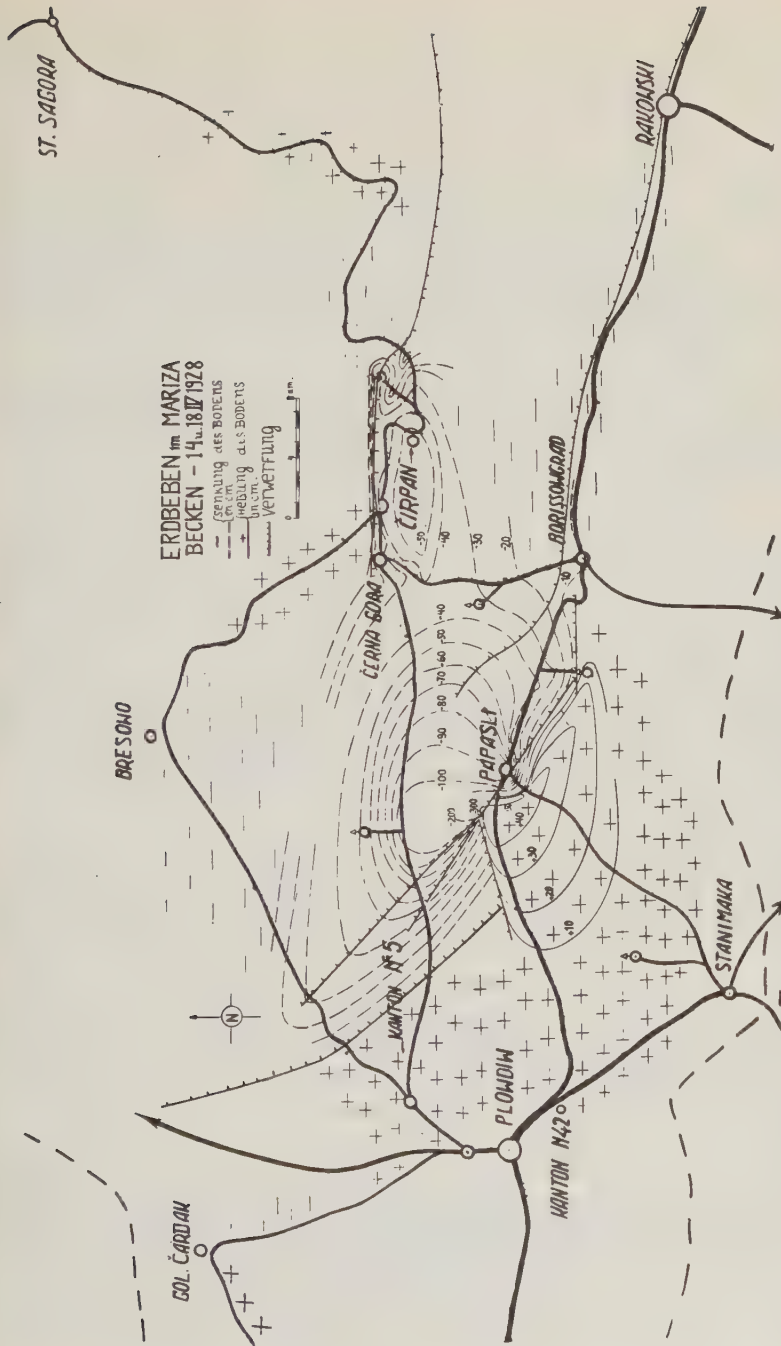


Fig. 3. Die durch genaue Nivellements bestimmten Niveauänderungen im Schüttergebiet der Erdbeben in Südbulgarien am 14. und 18. April 1928



Zum Schluß geben wir noch die tektonische Bewegung des Geländes während des Quartärs an, um zu prüfen, wie weit diese mit den Erdbebenbewegungen unserer Karte übereinstimmen. Nach neuen Untersuchungen [14] in der Umgebung von Čirpan, wo auf unserer Karte Senkung gezeichnet ist, herrscht Stabilität\*) und viel nördlicher erst Hebung. Zwischen Papasli und Plovdiv, wo die Karte die größten Senkungen und Hebungen zeigt, herrschte nur bis vor der Würm Senkung. Diese Unstimmigkeiten sind vielleicht so zu begreifen: Die heutigen tektonischen Bewegungen lassen sich nicht immer aus geologischen Methoden erschließen. Oder aber es müßten die vertikalen Verschiebungen infolge einiger Erdbebenkatastrophen, die nur Augenblickswerte sind, nicht immer mit den tektonischen Bewegungen, die einen Durchschnittswert durch ganz lange Zeiträume darstellen, übereinstimmen.

Zum Schluß sei bemerkt, daß außer Nivellement auch Triangulationsmessungen ausgeführt wurden. Deren Resultate erlauben es aber nicht, sichere Schlüsse über die horizontalen Verschiebungen der Schollen zu ziehen.

### Literatur

- [1] Direktion zur Wiederherstellung des Erdbebengebietes. Bericht. Sofia 1931 (bulgarisch).
- [2] Dr. St. Bončev u. P. Bakalow: Die Erdbeben in Südbulgarien 1928, S. 2 (bulg. und franz.).
- [3] Vergl. [2], S. 4.
- [4] Vergl. [1], S. 22—23, 42—43; vgl. [2], S. 4 und D. Jaranoff: Morphologie der Hinterbalkanischen Becken. Sofia 1935, S. 60—65 (deutsch).
- [5] Ing. M. Mirkow: Nivellementausmessungen in dem Erdbebengebiet von Südbulgarien. Jahrb. d. staatsgeogr. Inst. 1932, S. 34—39 (bulg.).
- [6] Vgl. [1], [2], [12] und K. Kiroff: Beitrag zum Studium der Erdbeben in Südbulgarien 1928. Akad. d. Wiss. Bd. 29 (bulg.).
- [7] Vgl. [2] und [12], S. 1—115.
- [8] Vgl. [6] K. Kiroff, S. 20.
- [9] G. Krumbach: Seismogrammformen und Vorgänge im Herdgebiet. Gerl. Beitr. 30, 1931, S. 353.
- [10] C. Tsuboi: Earthquake Res. Institute, Bull. 1928, S. 72; 1929, S. 103; 1930, S. 153.
- [11] Vgl. [1], S. 24.
- [12] Vgl. [2], S. 5.
- [13] J. Mihailovič: Die Erdbeben in Südbulgarien, Beograd 1933 (serbisch mit franz. Zusammenfassung).
- [14] Vgl. [4], D. Jaranoff, S. 80—86.
- [15] Vgl. [4], S. 82.

---

\*) Das Wort Stabilität bedarf einer Erklärung. Man nimmt an, daß der Balkan während des Quartärs fünfmal epirogene Bewegungen gemacht hat. Alle Teile, die diese gemeinsamen Hebungen mitgemacht haben, ohne ihre Lage zu den Nachbargebieten zu ändern, nennen wir stabil während des Quartärs (15).

## Über vollständig isostatische Reduktion

Von **Karl Jung**, Potsdam — (Mit 10 Abbildungen)

Die üblichen isostatischen Reduktionen entsprechen nur angenähert, nicht genau, dem Schwimmgleichgewicht der Erdkruste; denn bei der üblichen Verschiebung der topographischen Massen in die Tiefe bleibt der hydrostatische Zustand auf und unter der Ausgleichsfläche nicht erhalten. Eine vollständig isostatische Reduktion muß so vorgenommen werden, daß sich bei der Massenverschiebung das Potential auf der Ausgleichsfläche nur um einen konstanten Betrag ändert. Dabei kann dieselbe Gesamtmasse in der Tiefe angebracht werden, die über dem Meeresniveau weggenommen wurde. Jedoch liegen die Kompensationsmassen nicht mehr ausschließlich unter den topographischen Massen, sondern sind in bestimmter Weise seitlich verteilt. Selbstverständlich muß auch die Gestalt des Geoids berücksichtigt werden. Daher ist eine zuverlässige vollständig isostatische Reduktion in größeren Gebieten erst möglich, wenn die Zahl und Verteilung der Schwerestationen eine hinreichend genaue Bestimmung der Geoidgestalt erlaubt. — Die mathematische Grundlage der „vollständig isostatischen Reduktion“ wird entwickelt. Sodann wird gezeigt, daß die vollständig isostatisch reduzierten Schwerewerte erheblich von den nach Pratt-Hayford und Airy-Heiskanen reduzierten abweichen können und die Berücksichtigung der vollständig isostatischen Bedingung keineswegs nur eine unerhebliche Korrektur bedeutet. Besonders aufschlußreich ist die Abschätzung der vollständig isostatischen Anomalien auf einigen Profilen von Vening Meinesz. Bei ihnen tritt die Überschwere der Ozeane noch deutlicher hervor, als man bisher angenommen hatte. Die großen Anomalien bleiben im wesentlichen erhalten; in Einzelheiten jedoch kann die Abweichung vom Schwimmgleichgewicht wesentlich anders sein, als nach den bisherigen Berechnungen zu vermuten war. Sichere Schlüsse über die in der Erdkruste wirksamen Kräfte kann man ohne vollständig isostatische Reduktion kaum ziehen.

I. Die Schweremessungen auf Land und See haben gezeigt, daß der Massenaufbau der Erdkruste ungefähr dem isostatisch ausgeglichenen Zustand des Schwimmgleichgewichtes entspricht. Eine systematische isostatische Anomalie von  $-100$  mgal/km Kontinenthöhe auf Land und  $+60$  mgal/km Meerestiefe auf See, wie sie im unausgeglichenen Zustand zu erwarten wäre, wurde nicht festgestellt, wenn auch örtliche Anomalien bis zu etwa  $\pm 100$  mgal, besonders auf See, nicht selten sind. Die Isostasie kann als ein gesichertes Prinzip angesehen werden.

Die zahlreichen Schweremessungen der neueren Zeit, besonders die Messungen von Vening Meinesz auf See, lassen jedoch erkennen, daß vollkommenes Schwimmgleichgewicht ein Ausnahmestand zu sein scheint und recht erhebliche, zum Teil systematische Abweichungen vom vollkommen isostatischen Zustand bestehen.

Am auffälligsten sind die bekannten Streifen großer negativer Anomalien bei den ostindischen und westindischen Inseln. Sie liegen in Zonen noch tätiger Gebirgsbildung und dürften im Zusammenhang hiermit zu erklären sein.

Große Schwierigkeiten bieten die Felder positiver isostatischer Anomalien auf den verschiedenen Ozeanen und im Zusammenhang hiermit die mehrfach

festgestellte bedeutende Schwerezunahme vom Kontinent zum Ozean. Hier scheint sich eine systematische Überschwere der Ozeane anzudeuten, vielleicht eine allgemeine Erscheinung, deren Feststellung und Deutung für die Erkenntnis des Großaufbaues der Erdkruste und der Vorgänge im subkrustalen Material von ausschlaggebender Bedeutung werden kann. Hiermit hängt die Feststellung zusammen, daß das Geoid — soweit man bis jetzt sagen kann — seine Buckel über den Ozeanen und seine Mulden über den Kontinenten zu haben scheint, umgekehrt, wie im vollkommen isostatischen Zustand zu erwarten ist\*).

*Mit diesen Feststellungen tritt die Forschung vom Schwerefeld und Massenaufbau der Erde in ein neues Stadium ein.* Es handelt sich nicht mehr darum, das Prinzip der Isostasie zu stützen, sondern es sind die Abweichungen vom Schwimmgleichgewicht zu erfassen, zu messen und zu deuten.

Wie immer, wenn ein Forschungszweig sich verfeinerten Aufgaben zuwendet, treten auch bei der Untersuchung des Schwerefeldes unerwartete Probleme und Schwierigkeiten auf, und es sind eine Reihe von Feinheiten genauer zu betrachten, die man im früheren Forschungsstadium unbesorgt vernachlässigen durfte.

Zuerst wurde man auf den Einfluß der Geoidgestalt aufmerksam. Bei der Reduktion der gemessenen Schwerewerte auf das Meeresniveau wird der Beobachtungsort rechnerisch auf das Geoid verlegt, und es beziehen sich die reduzierten Beobachtungswerte auf das Geoid. Dagegen beziehen sich die in den Schwereformeln ausgedrückten Normalwerte auf eine einfachere Fläche, ein Sphäroid, das mit einem Rotationsellipsoid sehr nahe zusammenfällt. Der Höhenunterschied zwischen Geoid und Sphäroid kann an einigen Stellen der Erde  $\pm 100$  m erreichen, stellenweise wohl auch diesen Betrag überschreiten. Vernachlässigt man ihn, so werden die Schwereanomalien gefälscht, der Fehler kann Beträge von etwa  $\pm 30$  bis  $40$  mgal erreichen.

Durch eine zusätzliche Niveaureduktion — Reduktion von Bruns-Bowie — müssen die gemessenen Schwerewerte vom Geoid auf das Sphäroid oder die Normalwerte auf das Geoid umgerechnet werden. Bei isostatischen Anomalien (oder Freiluftanomalien) wird hierzu im allgemeinen eine Freiluftreduktion genügen. Vorläufig jedoch reichen die vorhandenen Schweremessungen nicht aus, um die Geoidgestalt mit der nötigen Genauigkeit zu bestimmen. Es ist dringend erforderlich, hierfür besser verteilte Schweremessungen auszuführen. Denn ohne die Kenntnis der Geoidgestalt ist die Bruns-Bowie-Reduktion nicht möglich, und ohne diese Reduktion können die gemessenen Schwereanomalien vielfach nicht zuverlässig beurteilt werden.

---

\*) Man vergleiche die Geoidbestimmung von R. A. Hirvonen mit der für isostatischen Zustand berechneten Geoidgestalt nach K. Jung (Fig. 1 dieses Artikels). R. A. Hirvonen: *The continental undulations of the geoid*. 89 S., 2 Taf., Helsinki 1934; R. A. Hirvonen: *Über die kontinentalen Undulationen des Geoids*. *Gerlands Beitr. zur Geophys.* **40**, 18—23 (1933). Das Ergebnis ist auch wiedergegeben von K. Jung [Geoid und Schwere. *Zeitschr. f. Vermessungswesen* **64**, 558 (1935)], und R. Schwinner [Die neuen Geoid. *Gerlands Beitr. zur Geophys.* **41**, 215 (1934)]; K. Jung: Schwere und Geoid bei Isostasie. *Zeitschr. f. Geophys.* **8**, 40—52 (1932).



Nicht nur die Niveaureduktion, auch die Massenreduktion muß auf eine zuverlässigere Grundlage gestellt werden. Meist macht man die Annahme, daß über jeder Flächeneinheit der Ausgleichsfläche die gleiche Gesamtmasse liegt oder — mit Berücksichtigung der Konvergenz der Erdradien —, daß über allen Punkten der Ausgleichsfläche die Summe der Produkte Dichte mal Dicke dieselbe ist. Beide Annahmen entsprechen nur angenähert, nicht genau, dem Schwimmgleichgewicht der Erdkruste. Bei genauer Berücksichtigung des Schwimmgleichgewichtes muß man unter der Annahme reduzieren, daß das Gravitationspotential der Erdkrustenmassen auf der Ausgleichsfläche konstant ist.

Nur solche „vollständig isostatischen“ Anomalien, bei denen diese Massenreduktion ausgeführt und die Bruns-Bowie-Reduktion berücksichtigt ist, gestatten eine zuverlässige Beurteilung des Schwimmzustandes der Erdkruste, ihrer Hebungs- und Senkungsbestrebungen und der Kräfte, die zur Erhaltung des heutigen Zustandes notwendig sind.

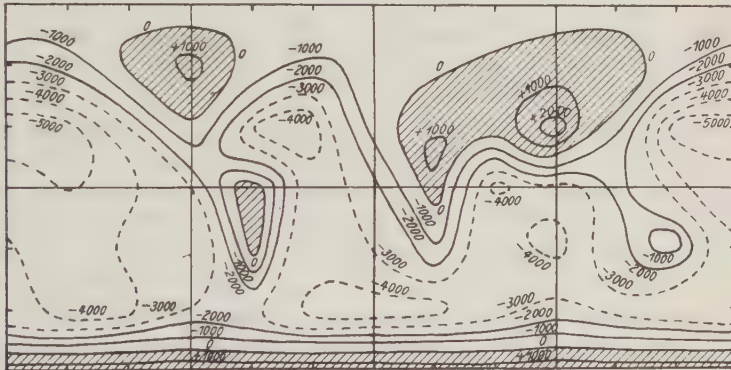


Fig. 1. Relief der Lithosphäre.

In Metern. Entwicklung bis zur 7. Kugelfunktion. Gibt auch die Geoidundulationen, wenn die Glieder mit  $P_{00}$  und  $P_{20}$  abgezogen sind. 1000 m im Relief der Lithosphäre entsprechen für Kontinente 13,6 m der Geoidundulationen, für Ozeane 9,0 m

II. Es entsteht die Frage, ob im Ergebnis ein wesentlicher Unterschied zwischen den auf übliche Weise berechneten isostatischen Anomalien und den „vollständig isostatischen“ Anomalien besteht und ob man nicht, wie bei der Bestimmung der Geoidgestalt, auch hier mit den bereits berechneten isostatischen Anomalien auskommen kann.

Einen ersten Schritt zur Lösung dieser Frage hat der Verfasser bereits vor einigen Jahren unternommen\*). Ausgehend von einer Entwicklung des Erdreliefs nach Kugelfunktionen bis zur 7. Ordnung (Fig. 1) wurde die „isostatische Anomalie bei Isostasie“, d. h. der Unterschied zwischen der Hayfordschen Anomalie und der „vollständig isostatischen“ Anomalie (in diesem Fall auf der

\*) K. Jung: Schwere und Geoid bei Isostasie. Zeitschr. f. Geophys. 8, 40—52 (1932).



ganzen Erde Null) berechnet (Fig. 2). Der Betrag ist überraschend gering: es werden nirgends  $\pm 10$  mgal erreicht. Da die Vernachlässigung der Bruns-Bowie-Reduktion allein in weiten Gebieten einen Fehler von  $\pm 20$  mgal und mehr hervorrufen muß, ist darauf zu schließen, daß der Einfluß der nur ungenau angesetzten Massenkompensation in ähnlicher Größe mit umgekehrtem Vorzeichen wirkt und die Vernachlässigung der Bruns-Bowie-Reduktion fast aufhebt. Es ist also besser, bei den unverbesserten isostatischen Anomalien zu bleiben, als die Bruns-Bowie-Reduktion allein auszuführen. Mit Bezug auf dieses Ergebnis hat Vening Meinesz in seiner großen Veröffentlichung die Bruns-Bowie-Reduktion unterlassen\*).

Erreichen auf der ganzen Erde die auf übliche Weise berechneten isostatischen Anomalien nur kleine Beträge, so kann darauf geschlossen werden, daß die Erdkruste sehr nahe im Schwimmgleichgewicht ist.



Fig. 2. Isostatische Anomalie bei Isostasie, auf übliche Weise berechnet.  
In Milligal. Entwicklung bis zur 7. Kugelfunktion

III. Als diese Untersuchung entstand, waren von größeren Anomalien nur der bekannte negative Streifen im Bereich der ostindischen Inseln und einige positive Werte auf Vulkaninseln bekannt. Außerdem wußte man, daß Vening Meinesz bei der Überquerung des Atlantischen und des Stillen Ozeans vorwiegend positive Anomalien gemessen hat. Danach konnte wohl angenommen werden, daß weitgehender Ausgleich die Regel ist und große Anomalien eine Ausnahme darstellen.

Nach dem heutigen Stand der Schweremessungen scheint es nicht so einfach zu sein. Der in mehreren Fällen gemessene starke Schwereanstieg vom Kontinent zum Ozean\*\*) und die Geoidbestimmung von R. A. Hirvonen deuten auf großräumige Abweichungen vom Schwimmgleichgewicht hin. Es fragt sich sehr, ob man jetzt noch in Einzelfällen aus kleinen isostatischen Anomalien auf Ausgleich

\*) Gravity expeditions at sea 1923—1932. Bd. II, S. 33, Delft 1934.

\*\*) Netherlands Geodetic Commission. Geodetic activity in the Netherlands 1933, 1934 and 1935. Note presented in the sixth general assembly on the International Association for Geodesy, Edinburgh 1936. Delft 1936.

in der betreffenden Gegend schließen darf; und es ist sicher nicht möglich, ohne weiteres aus den isostatischen Anomalien auf die Abweichungen vom Schwimmgleichgewicht zu schließen. Man wird die „vollständig isostatische“ Massenreduktion ausführen und die Bruns-Bowie-Reduktion anbringen müssen, oder man hat nachzuweisen, daß auch jetzt noch die auf übliche Weise berechneten isostatischen Reduktionen zur Beurteilung des Schwimmgleichgewichtes ausreichen.

Im folgenden wird eine Abschätzung über die „vollständig isostatische“ Massenreduktion unter vereinfachenden Annahmen durchgeführt. Darauf wird eine entsprechende Verbesserung an den isostatischen Anomalien einiger Profile von Vening Meinesz angebracht (Fig. 5a bis f). Bei dem Profil Kanal—Azoren kann auch die Bruns-Bowie-Reduktion mitberücksichtigt werden. Bei den anderen Profilen fehlen die hierzu nötigen Unterlagen; da sie aber alle kurz sind, wird die Vernachlässigung der Geoidgestalt die relativen Schwerestörungen nicht wesentlich stören. Manche Einzelheiten mögen der vereinfachten Rechnung wegen noch etwas unsicher sein. Immerhin läßt sich als wichtiges Ergebnis bereits folgendes erkennen:

Die Unterschiede zwischen den verbesserten „vollständig isostatischen“ Anomalien und den üblichen isostatischen Anomalien sind so groß, daß sie nicht vernachlässigt werden können. Es wird nötig, ein genaueres Verfahren zur Berechnung der „vollständig isostatischen“ Massenreduktion auszuarbeiten.

Im allgemeinen werden die isostatischen Anomalien bei der Verbesserung über den Ozeanen in algebraischem Sinne erhöht, über den Kontinenten erniedrigt. Hierdurch tritt die Überschwere der Ozeane noch deutlicher hervor, als bisher anzunehmen war. Es ist zu erwarten, daß die Bruns-Bowie-Reduktion im allgemeinen diese Wirkung noch verstärkt.

Große Anomalien, wie der Streifen im ostindischen Inselbereich, bleiben in ihren wesentlichen Zügen erhalten, Einzelheiten können verstärkt, abgeschwächt oder gar umgekehrt werden, je nach der Topographie des Untergrundes. Jedenfalls ist es ohne eine vollständig isostatische Reduktion nicht möglich, den Schwimmzustand einzelner Erdkrustenschollen sicher zu beurteilen.

Die Ausarbeitung einer Methode zur vollständig isostatischen Massenreduktion ohne beeinträchtigende Vereinfachungen soll das Ziel künftiger Arbeiten sein.

IV. Bei der vollständig isostatischen Massenreduktion wird die das Meeresniveau überragende topographische Masse der Erdkruste weggenommen und in der Tiefe so angebracht, daß das Schwimmgleichgewicht der Erdkruste erhalten bleibt bzw. vorhandene Abweichungen vom Schwimmgleichgewicht sich nicht ändern.

Ist die Erdkruste im vollkommenen Schwimmgleichgewicht, so herrscht unter der Ausgleichsfläche hydrostatischer Zustand. Im hydrostatischen Zustand fallen die Flächen gleicher Dichte, gleichen Druckes und gleichen Potentials zusammen. Diejenige dieser Flächen, die durch den tiefsten Punkt der Erdkruste geht, wird als eine *Ausgleichsfläche* bezeichnet. Sie stellt mit den tieferen Niveauflächen eine Schar konzentrischer Kugeln um den Erdmittelpunkt dar, wenn zur Vereinfachung von der Abplattung der Erde abgesehen wird.

Dieser Zustand soll bei der Massenreduktion erhalten bleiben. *Die Massen sind also so zu verschieben, daß sich das Potential auf der Ausgleichsfläche nur um eine Konstante ändert\**).

Dabei kann man die Bedingung stellen, daß die Gesamtmasse erhalten bleibt. Jedoch ist es nicht mehr möglich, sie nur vertikal in ein über der Ausgleichsfläche gelegenes Niveau zu verschieben. Die Kompensationsmasse breitet sich nach der Seite bis in größte Entfernungen aus, natürlich mit einer starken Konzentration unmittelbar unter der topographischen Masse.

Die Notwendigkeit dieser auch seitlichen Verschiebung ist leicht einzusehen (Fig. 3). Eine Punktmasse in  $P$  werde bei der üblichen Reduktion in den unter  $P$

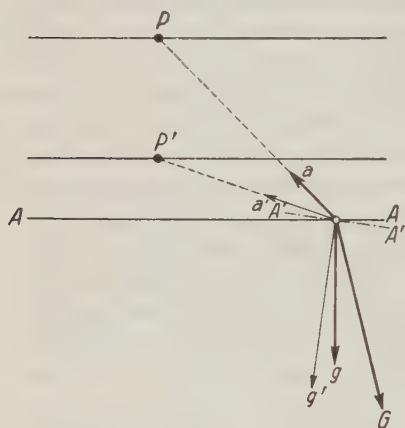


Fig. 3

gelegenen Punkt  $P'$  verschoben. Aus  $P$  wirkt sie auf einen Punkt der Ausgleichsfläche  $AA$  mit der Anziehung  $a$ , aus  $P'$  mit der Anziehung  $a'$ . Die Vektoren  $a$  und  $a'$  geben zusammen mit dem Schwerevektor  $G$  aller übrigen Massen die Schwerevektoren  $g$  und  $g'$  vor und nach der Verschiebung.  $g$  steht senkrecht auf der Ausgleichsfläche  $AA$ ,  $g'$  steht senkrecht auf einer neuen Niveaufäche  $A'A'$ , die nicht mehr mit  $AA$  zusammenfällt. Somit hat die Massenverschiebung das ursprünglich herrschende Gleichgewicht gestört. Um diese Wirkung rückgängig zu machen, muß die über der Ausgleichsfläche gelegene Kompensationsmasse in bestimmter Weise seitlich verteilt werden.

Man kann diese Verteilung in sehr verschiedener Weise vornehmen. Es liegt nahe, die Kompensationsmasse der vollständig isostatischen Reduktion jeweils in derjenigen Tiefe auszubreiten, in der man sie auch bei der üblichen Reduktion anbringen würde. Dann tritt an die Stelle der Punktmasse in  $P'$  eine den Punkt  $P'$  enthaltende Kugelflächenbelegung mit gleicher Gesamtmasse. Die Verteilung der Flächendichte dieser Belegung und ihre Wirkung auf das Schwerfeld sollen zunächst berechnet werden.

\*) Die Bemerkung des Verfassers, daß es sich hierbei im wesentlichen um eine Berücksichtigung der Schwerezunahme mit der Tiefe handelt, ist — so einleuchtend sie scheint — nicht korrekt. Die Erhaltung und Änderung des Potentials auf der Ausgleichsfläche hängt allein von der Massenverschiebung in der Erdkruste ab, während die Schwerezunahme mit der Tiefe auch einen wesentlichen Anteil enthält, der von der im Innern der Ausgleichsfläche gelegenen Gesamtmasse abhängig ist. Aus diesem Grund kann der von E. C. Bullard abgeschätzte Einfluß der Schwerezunahme mit der Tiefe nicht zu einer „vollständig isostatischen“ Reduktion führen. [E. C. Bullard: Note on the Hayford-Bowie tables for calculating  $g$ . Zeitschr. f. Geophys. 10, 318—322 (1934)].

V. Es sei (Fig. 4):

- $r_0$  der Radius der Ausgleichsfläche,  
 $dm$  ein Massenelement der topographischen Masse,  
 $r$  seine Entfernung vom Erdmittelpunkt,  
 $f$  die der Masse  $dm$  entsprechende Kompensationsmasse, eine Kugelflächenbelegung,  
 $\mu$  ihre Flächendichte,  
 $r$  ihr Radius,  
 $A$  der Aufpunkt, Ort der Schwerstation,  
 $\varrho$  sein Abstand vom Erdmittelpunkt,  
 $\gamma$  der sphärische Abstand vom Massenelement  $dm$ .

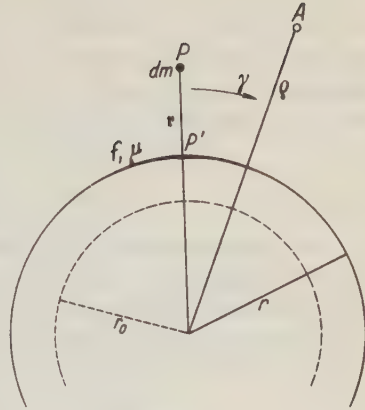


Fig. 4

Die Funktion  $\mu(\gamma)$  ist zu bestimmen.  
 Hierbei gelten die Bedingungen:

$$\text{Potential}_f(r_0) = \text{Pot}_{dm}(r_0) + C, C = \text{const}, \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\text{Gesamtmasse von } f = dm \quad \dots \dots \dots (2)$$

Ferner ist zu berechnen:

- $\delta g$ , die Wirkung der Belegung  $f$  auf die Schwere in  $A$ ,  
 $\delta G_t$ , die Wirkung der topographischen Masse  $dm$  auf die Schwere in  $A$ ,  
 $\delta G$ , die Wirkung einer in  $P'$  unter  $P$  angebrachten Punktmasse vom Betrag  $dm$  auf die Schwere in  $A$ .

Dann ist:

$$\left. \begin{array}{l} \delta g - \delta G_t \text{ die vollständig isostatische Massenreduktion,} \\ \delta g - \delta G_t \text{ die übliche isostatische Massenreduktion,} \\ \delta g - \delta G \text{ die an der üblichen isostatischen Massenreduktion anzubringende Verbesserung.} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{für die Punkt-} \\ \text{masse } dm \text{ und} \\ \text{den Aufpunkt } A. \end{array}$$

Die Bedingung (1) läßt sich schreiben:

$$P(r_0) = \text{Pot}_f(r_0) - \text{Pot}_{dm}(r_0) = C = \text{const.}$$

Sie ist erfüllt, wenn

$$P(r) = \text{Pot}_f(r) - \text{Pot}_{dm}(r) = C = \text{const};$$

denn dann ist die Kugel ( $r$ ) für das Potential  $P$  eine Äquipotentialfläche, und es ist in ihrem Innern das Potential  $P$  überall gleich dem Randwert  $C$ , also auch auf der Kugel ( $r_0$ ). Die Bedingung (1) wird somit ersetzt durch

$$\text{Pot}_f(r) = \text{Pot}_{dm}(r) + C \quad \dots \dots \dots (1')$$

$r_0$  fällt aus der Rechnung heraus.

Man kann die Flächenbelegung  $f$  in zwei Teile  $f_1$  und  $f_2$  zerlegt denken, wobei

$$\text{Pot}_{f_1}(r) = \text{Pot}_{dm}(r), \quad \text{Pot}_{f_2}(r) = C = \text{const.}$$



Die Belegung  $f_1$  hat eine Flächendichte  $\mu_1 = \mu_1(\gamma)^*$ , die Belegung  $f_2$  eine Flächendichte  $\mu_2 = \text{const.}$  Die Flächendichte  $\mu_2$  wird mit Benutzung der Bedingung (2) berechnet, wenn  $\mu_1$  bestimmt ist. Die Bestimmung von  $\mu_1(\gamma)$  gelingt leicht aus den vertikalen Anziehungskomponenten  $A_i(\gamma)$  und  $A_a(\gamma)$  von  $f_1$  in Punkten der Innenseite und der Außenseite der Kugel ( $r$ ). Nach einem Satz der Potentialtheorie ist nämlich

$$4\pi k \mu_1(\gamma) = A_i(\gamma) - A_a(\gamma); + \text{ nach außen gerichtet, } \dots \dots (a)$$

$$k = \text{Gravitationskonstante} = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ cgs.}$$

Die Bestimmung von  $A_i$  ist einfach. Definitionsgemäß hat  $f_1$  auf der Kugel ( $r$ ) dasselbe Potential wie  $dm$ , und es haben demnach  $f_1$  und  $dm$  im Innern dieser Kugel dasselbe Gravitationsfeld.  $A_i$  ist also gleich der vertikalen Anziehungskomponente von  $dm$  auf der Kugel ( $r$ ):

$$A_i(\gamma) = + \frac{k(r \cos \gamma - r) dm}{\sqrt{r^2 + r^2 - 2rr \cos \gamma}^3}, \dots \dots \dots (b)$$

Nicht ganz so einfach ist die Bestimmung von  $A_a$ . Hier liegt ein ähnliches Problem vor wie bei der Schwerereduktion von Rüdski. Das Feld von  $f_1$  im Außenraum der Kugel ( $r$ ) ist gleich dem Feld einer senkrecht unter  $dm$  im Abstand  $r^*$  vom Erdmittelpunkt angebrachten Ersatzmasse  $dm^*$ , wobei  $r^* = r^2/r < r$  und  $dm^* = r \cdot dm/r$ . Somit ist

$$A_a(\gamma) = - \frac{k(r - r^* \cos \gamma) dm^*}{\sqrt{r^2 + r^{*2} - 2rr^* \cos \gamma}^3} = -k \frac{r}{r} \frac{(r - r \cos \gamma) dm}{\sqrt{r^2 + r^2 - 2rr \cos \gamma}^3} \dots (c)$$

Nach (a), (b), (c) ist dann

$$\mu_1(\gamma) = \frac{r^2 - r^2}{r \sqrt{r^2 + r^2 - 2rr \cos \gamma}^3} \frac{dm}{4\pi} \dots \dots \dots (d)$$

Nach einem Satz der Potentialtheorie ist die Gesamtmasse der Belegung  $f_1$  gleich  $dm^*$ . Die Gesamtmasse der Belegung  $f_2$  mit der konstanten Flächendichte  $\mu_2$  ist  $4\pi r^2 \mu_2$ . Hieraus wird mit der Bedingung (2):

$$dm^* + 4\pi r^2 \mu_2 = dm,$$

$$\mu_2 = \frac{r - r}{4\pi r r^2} dm,$$

und wegen  $\mu(\gamma) = \mu_1(\gamma) + \mu_2$  ist

$$\mu(\gamma) = \frac{dm}{4\pi} \left[ \frac{r - r}{r r^2} + \frac{r^2 - r^2}{r \sqrt{r^2 + r^2 - 2rr \cos \gamma}^3} \right] \dots \dots \dots (I)$$

---

\*)  $\mu_1(\gamma)$  ist, abgesehen vom Vorzeichen, gleich der Dichte der von einer im Punkt  $P$  angebrachten elektrischen Ladung  $dm$  auf der geerdeten Kugel vom Radius  $r$  erzeugten Influenzladung. Formel (d) ist dementsprechend auch in den Lehrbüchern der Elektrostatik zu finden.

Weiter erhält man ohne Schwierigkeit:

$$\delta g = k \frac{(\varrho - r^* \cos \gamma) dm^*}{\sqrt{\varrho^2 + r^{*2} - 2 \varrho r^* \cos \gamma}^3} + k \frac{4 \pi r^3 \mu_3}{\varrho^3},$$

$$\delta g = k dm \left[ \frac{r-r}{r \varrho^2} + r r \frac{r \varrho - r^2 \cos \gamma}{\sqrt{(r \varrho)^2 + r^4 - 2 r \varrho r^2 \cos \gamma}^3} \right] \dots \dots (II)$$

$$\delta G_t = k dm \frac{\varrho - r \cos \gamma}{\sqrt{r^2 + \varrho^2 - 2 r \varrho \cos \gamma}^3} \dots \dots \dots (III)$$

$$\delta G = k dm \frac{\varrho - r \cos \gamma}{\sqrt{\varrho^2 + r^2 - 2 \varrho r \cos \gamma}^3} \dots \dots \dots (IV)$$

Diese Gleichungen bilden die Grundlage für alle weiteren Berechnungen und Abschätzungen.

Zur Veranschaulichung ist es nützlich, auch die Funktion

$$F(\gamma) = \frac{1}{dm} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \int_{\gamma=0}^{\gamma} \mu(\gamma) r^2 \sin \gamma d\gamma d\lambda = \frac{1}{2} \left[ 2 - \left( \frac{r-r}{r} \cos \gamma + \frac{r^2 - r^2}{r \sqrt{r^2 + r^2 - 2 r r \cos \gamma}} \right) \right]$$

zu berechnen. Sie wächst mit  $\gamma$  von 0 bis 1 und gibt an, ein wie großer Teil der Kompensationsbelegung  $f$  auf der Kugelkalotte mit dem sphärischen Radius  $\gamma$  liegt.

VI. *Topographische Punktmasse.* Als Beispiel wurde angenommen, daß eine topographische Punktmasse  $dm$  in 1 km Höhe über dem Meeresniveau liegt und bei der Reduktion in einer Tiefe von 60 km verteilt wird. Der Aufpunkt wird in derselben Höhe angenommen wie die topographische Masse.

$$\begin{aligned} r &= 6371 \text{ km,} \\ r &= 6310 \text{ „ ,} \\ \varrho &= 6371 \text{ „ .} \end{aligned}$$

Hiermit wurden die Zahlen der Tabelle 1 erhalten.

Wie zu erwarten, weist die Flächendichte  $\mu$  eine erhebliche Konzentration unter der topographischen Masse auf. Die Abweichungen von vollkommener Konzentration sind aber doch bedeutend.

Dies sieht man am besten aus Spalte  $F$ . Bezeichnet man die im Bereich  $\gamma = 0$  bis  $\gamma = 1/2^0$  liegenden Kompensationsmassen als „untere“, die übrigen als „seitliche und entfernte“ Kompensationsmassen, so kann man sagen, daß nur etwa 25% der Kompensationsbelegung zu den unteren und 75% zu den seitlich entfernten gehören. Da diese 75% in der Nähe der topographischen Masse wesentlich geringer wirken, als wenn sie bei  $\gamma = 0$  konzentriert wären, und in größeren Entfernungen stärker zur Geltung kommen, sind beträchtliche Unterschiede zwischen der vollständig isostatischen Reduktion (mit  $\delta g$ ) und der üblichen isostatischen Reduktion (mit  $\delta G$ ) zu erwarten. Dies wird in den drei letzten Spalten bestätigt.

Tabelle 1. Topographische Punktmasse

$\gamma$	$\frac{4\pi\mu}{dm} \text{ km}^{-2}$	$F$	$\frac{\delta g}{k dm} \text{ km}^{-2}$	$\frac{\delta G}{k dm} \text{ km}^{-2}$	$\frac{\delta g - \delta G}{k dm} \text{ km}^{-2}$
$0^\circ$	$5401000 \cdot 10^{-10}$	0	$671800 \cdot 10^{-10}$	$2687400 \cdot 10^{-10}$	$-2015600 \cdot 10^{-10}$
$\frac{1}{2}^\circ$	2207000	0.2567	508500	1102300	— 593800
$1^\circ$	607900	0.5147	275000	307300	— 32300
$2^\circ$	101400	0.7307	77960	53620	+ 24340
$3^\circ$	31890	0.8153	25930	18120	+ 11410
$4^\circ$	13750	0.8593	14190	8550	+ 5640
$5^\circ$	7116	0.8861	8030	4933	+ 3097
$7^\circ$	2620	0.9171	3509	2307	+ 1202
$10^\circ$	906.3	0.9404	1584	1157	+ 427
$15^\circ$	272.2	0.9587	737.3	607.4	+ 129.8
$20^\circ$	117.1	0.9679	469.16	413.06	+ 56.10
$30^\circ$	37.06	0.9774	274.28	256.24	+ 18.04
$40^\circ$	17.43	0.9823	197.17	188.37	+ 8.79
$50^\circ$	10.37	0.9856	155.91	150.38	+ 5.53
$60^\circ$	7.214	0.9880	130.26	126.15	+ 4.10
$70^\circ$	5.590	0.9900	112.88	109.47	+ 3.40
$80^\circ$	4.668	0.9917	100.40	97.40	+ 3.00
$90^\circ$	4.105	0.9932	91.13	88.36	+ 2.77
$100^\circ$	3.742	0.9946	84.07	81.45	+ 2.62
$110^\circ$	3.498	0.9958	78.62	76.09	+ 2.52
$120^\circ$	3.330	0.9969	74.39	71.92	+ 2.47
$130^\circ$	3.212	0.9978	71.11	68.69	+ 2.42
$140^\circ$	3.129	0.9986	68.61	66.22	+ 2.40
$150^\circ$	3.072	0.9992	66.78	64.40	+ 2.38
$160^\circ$	3.034	0.9996	65.52	63.15	+ 2.36
$170^\circ$	3.013	0.9999	64.78	62.43	+ 2.36
$180^\circ$	3.006	1	64.54	62.19	+ 2.35

*Topographische Kreisflächenbelegung.* Mit der Annahme, daß sich die topographische Masse als eine Kreisflächenbelegung darstellen läßt, kommt man den wirklichen Verhältnissen näher als bei einer topographischen Punktmasse. Die notwendigen Integrationen sind mit Anwendung graphischer und rechnerischer Näherungsverfahren ohne Schwierigkeit ausführbar.

Es wurde wieder angenommen, daß die topographische Masse in 1 km Höhe über dem Meeresniveau liegt und in einer Tiefe von 60 km verteilt wird. Auch der Aufpunkt wurde wieder in 1 km Höhe angenommen.

$$r = 6371 \text{ km}, r = 6310 \text{ km}, \varrho = 6371 \text{ km}.$$

Die topographische Masse wurde so angesetzt, daß ihre Flächendichte  $M$  einer Gesteinsschicht von 100 m Mächtigkeit und der Dichte 2.7 entspricht und ihr Radius 556 km ( $= 5^\circ$ ) beträgt.

$$M = 2.7 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^2.$$

Die berechneten Zahlen gibt Tabelle 2. Der Winkel  $\gamma_m$  bezeichnet den sphärischen Abstand vom Mittelpunkt der topographischen Belegung.

Tabelle 2. Topographische Kreisflächenbelegung

$\gamma_m$	$\frac{\mu}{M}$	$F$ vollständige Reduktion	übliche Reduktion	$\delta g_{\text{mgal}}$	$\delta G_{\text{mgal}}$	$\delta g - \delta G_{\text{mgal}}$
$0^\circ$	0.908	0	0	9.294	10.586	— 1.292
$3^\circ$	0.868	0.312	0.361	8.487	10.088	— 1.601
$5^\circ$	0.426	0.778	1.000	4.506	5.026	— 0.520
$7^\circ$	0.0451	0.884	—	1.072	0.680	+ 0.392
$10^\circ$	0.00928	0.932	—	0.301	0.214	+ 0.087
$15^\circ$	0.00240	0.957	—	0.135	0.110	+ 0.025
$20^\circ$	0.00093	0.968	—	0.086	0.075	+ 0.011
$30^\circ$	0.00022	0.978	—	0.045	0.042	+ 0.003
$45^\circ$	0.00010	0.984	—	0.029	0.028	+ 0.001 <sub>2</sub>
$60^\circ$	0.00004	0.988	—	0.019	0.019	+ 0.000 <sub>6</sub>
$75^\circ$	0.00004	0.991	—	0.017	0.017	+ 0.000 <sub>6</sub>
$90^\circ$	0.00003	0.992	—	0.015	0.015	+ 0.000 <sub>6</sub>
$120^\circ$	0.00003	0.996	—	0.011	0.011	+ 0.000 <sub>4</sub>
$150^\circ$	0.00002	0.998	—	0.011	0.011	+ 0.000 <sub>4</sub>
$180^\circ$	0.00002	1.000	—	0.011	0.011	+ 0.000 <sub>3</sub>

Die Spalte  $\mu/M$  gestattet eine rasche Beurteilung der Kompensationsdichte. Die linke Spalte  $F$  zeigt, daß 80% der Kompensationsbelegung sich unter der topographischen Masse befinden (bis  $\gamma_m = 5^\circ$ ) und 20% weiter seitlich verteilt sind. Beachtet man, daß auf der Erde wesentlich größere topographische Massen vorkommen, besonders in Ozeangebieten erheblich mächtigere Belegungen, so sieht man aus der letzten Spalte, daß die an den üblichen isostatischen Reduktionen anzubringenden Verbesserungen  $\delta g - \delta G$  nicht immer klein sein werden.

*Topographische Flächenbelegungen in den Hayfordschen Zonen.* Für die Praxis der isostatischen Reduktionen ist es besonders wichtig, den Fall zu untersuchen, daß die ganzen Hayfordschen Zonen mit topographischen Massen belegt sind.

Es wurde also angenommen, daß eine topographische Flächenbelegung vom Betrage  $M = 2.7 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^2$  in 1 km Höhe über dem Meeresniveau jede der Zonen  $A-M$  (zusammengefaßt),  $N, O, 18, 17, \dots, 2, 1$  bedeckt. Um bessere Ver-



gleiche mit den neueren isostatischen Tabellen zu ermöglichen, wurden die Werte von  $r$ ,  $r$ ,  $\varrho$  dem internationalen Ellipsoid angepaßt:

$$\begin{aligned} r &= 6371.2 + 1.0 = 6372.2 \text{ km,} \\ r &= 6371.2 - 60.0 = 6311.2 \text{ km,} \\ \varrho (= r) &= 6372.2 \text{ km.} \end{aligned}$$

Die Integration der Gleichungen (II), (III), (IV) über  $\gamma$  kann in geschlossener Form ohne Anwendung von Näherungsverfahren durchgeführt werden.

Man erhält:

$$\begin{aligned} \delta g &= 2 \pi k M \frac{r^3}{\varrho^3} [\psi(\gamma_2) - \psi(\gamma_1)], \\ \delta G_t &= 2 \pi k M \frac{r^3}{\varrho^3} [\Psi_t(\gamma_2) - \Psi_t(\gamma_1)], \\ \delta G &= 2 \pi k M \frac{r^3}{\varrho^3} [\Psi(\gamma_2) - \Psi(\gamma_1)], \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned} \psi(\gamma_i) &= -\frac{r - r \cos \gamma_i}{r} + \frac{r^3 - r \varrho \cos \gamma_i}{\sqrt{(r \varrho)^2 + r^4 - 2 r \varrho r^2 \cos \gamma_i}}, \\ \Psi_t(\gamma_i) &= \frac{r - \varrho \cos \gamma_i}{\sqrt{\varrho^2 + r^3 - 2 \varrho r \cos \gamma_i}}, \\ \Psi(\gamma_i) &= \frac{r - \varrho \cos \gamma_i}{\sqrt{\varrho^3 + r^2 - 2 \varrho r \cos \gamma_i}}. \end{aligned}$$

Die für praktische Vergleiche wichtigen Zahlen sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Will man abschätzen, wie groß der Unterschied zwischen einer bereits auf übliche Weise berechneten isostatischen Anomalie und der vollständig isostatischen Anomalie ist, so wird man am einfachsten den in Tabelle 3 angegebenen Wert

von  $\delta g - \delta G$  von Zone zu Zone mit dem Verhältnis  $\frac{\text{Reliefhöhe mal Dichte}}{M = 2.7 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^2}$  multi-

plizieren und aufaddieren. Es kann auch günstiger sein, wenn man in ähnlicher Weise die Schwerewirkung der topographischen Masse und den angegebenen Wert von  $\delta G_t$  oder die isostatische Reduktion und den angegebenen Wert von  $\delta G - \delta G_t$  benutzt. Man kann zwischen diesen Möglichkeiten von Zone zu Zone wechseln.

Die Daten der Tabelle 3 können aus verschiedenen Gründen nur zu ersten Abschätzungen führen. Die Annahme von topographischen Flächenbelegungen ist mathematisch bequem, denn die Berücksichtigung der Höhenausdehnung der topographischen Massen führt zu elliptischen Integralen und verlangt Reihenentwicklungen oder andere Annäherungsverfahren. Dafür muß man damit rechnen, daß bei den Flächenbelegungen schwer kontrollierbare Randwirkungen in die Abschätzung eingehen. Mit den topographischen Flächenbelegungen ist es auch nicht möglich, zwischen Verbesserungen Prattscher und Airyscher Anomalien zu unterscheiden, so daß bei dieser ersten Abschätzung nur allgemein mit

einer „auf übliche Weise berechneten“ isostatischen Anomalie gerechnet werden kann. Man kann wohl durch Änderung der Annahme über die Höhenlage von topographischer Belegung und Kompensationsbelegung eine bessere Annäherung an die wirklichen Verhältnisse erreichen; trotzdem wird es notwendig bleiben, eine Methode der vollständig isostatischen Reduktion mit einwandfreier Berücksichtigung der topographischen Höhen zu schaffen. Hierbei treten neue, prinzipielle Schwierigkeiten auf, die im letzten Abschnitt angedeutet werden.

Tabelle 3. Topographische Flächenbelegung der Hayfordschen Zonen

Zone	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\delta g_{\text{mgal}}$	$\delta G_{\text{mgal}}$	$\delta G_t \text{ mgal}$	$\delta G - \delta G_t \text{ mgal}$	$\delta g - \delta G_{\text{mgal}}$
A—M	0	58.8 km = 0° 31' 44"	1.1246	3.1851	11.3619	- 8.1768	- 2.0606
N	58.8 km	99.0 km = 0° 53' 25"	1.4180	2.2468	0.0358	+ 2.2111	- 0.8288
O	99.0 km	1° 29' 58"	2.1434	2.1156	0.0601	+ 2.0554	+ 0.0278
18	1° 29' 58"	1° 41' 13"	0.5276	0.4090	0.0185	+ 0.3904	+ 0.1186
17	1° 41' 13"	1° 54' 52"	0.5623	0.4069	0.0224	+ 0.3844	+ 0.1554
16	1° 54' 52"	2° 11' 53"	0.5981	0.4071	0.0280	+ 0.3792	+ 0.1909
15	2° 11' 53"	2° 33' 46"	0.6338	0.4098	0.0360	+ 0.3738	+ 0.2241
14	2° 33' 46"	3° 03' 05"	0.6710	0.4169	0.0482	+ 0.3687	+ 0.2541
13	3° 03' 05"	4° 19' 13"	1.1662	0.7061	0.1252	+ 0.5809	+ 0.4602
12	4° 19' 13"	5° 46' 34"	0.8162	0.5019	0.1485	+ 0.3584	+ 0.3143
11	5° 46' 34"	7° 51' 30"	0.7516	0.4896	0.2051	+ 0.2845	+ 0.2620
10	7° 51' 30"	10° 44'	0.6968	0.4957	0.2828	+ 0.2129	+ 0.2011
9	10° 44'	14° 09'	0.6118	0.4767	0.3352	+ 0.1415	+ 0.1351
8	14° 09'	20° 41'	0.9151	0.7791	0.6373	+ 0.1418	+ 0.1360
7	20° 41'	26° 41'	0.7175	0.6497	0.5795	+ 0.0702	+ 0.0678
6	26° 41'	35° 58'	1.0094	0.9459	0.8820	+ 0.0639	+ 0.0635
5	35° 58'	51° 04'	1.5021	1.4399	1.3831	+ 0.0568	+ 0.0622
4	51° 04'	72° 13'	1.8925	1.8327	1.7901	+ 0.0426	+ 0.0598
3	72° 13'	105° 48'	2.4660	2.3910	2.3555	+ 0.0355	+ 0.0750
2	105° 48'	150° 56'	2.0164	1.9487	1.9274	+ 0.0213	+ 0.0677
1	150° 56'	180°	0.3791	0.3654	0.3619	+ 0.0036	+ 0.0137

Der Vergleich der berechneten Werte von  $\delta G - \delta G_t$  mit den Reduktionen nach Pratt oder Airy ist nicht ganz korrekt.  $\delta G$  wurde unter der Annahme berechnet, daß bei der üblichen isostatischen Reduktion die ganze topographische Masse  $dm$  in  $P'$  (Fig. 4) angebracht, d. h. die Konvergenz der Erdradien nicht berücksichtigt wird. Diese Annahme gestattet sehr durchsichtige Vergleiche der verschiedenartigen Kompensationsmassen, stimmt aber nicht ganz mit Tatsachen überein; denn Hayford und Heiskanen führen nicht die Massengleichheit, sondern die Gleichheit der Produktsummen Dichte mal Dicke ein und berücksichtigen damit die Konvergenz der Radien. Hierbei wird nicht die Masse  $dm$ , sondern die kleinere Masse  $dm \cdot r^2/r'^2$  in  $P'$  angebracht. Dementsprechend ist es richtiger, in allen Tabellen die Zahlen für  $\delta G$  zu verkleinern (mit  $r^2/r'^2 = 0.9809$

zu multiplizieren) und die letzten Spalten danach zu ändern. Am Ergebnis ändert sich wenig. Bei Berechnung genauerer Tabellen ist auf die Massenverminderung bei Hayford und Heiskanen zu achten.

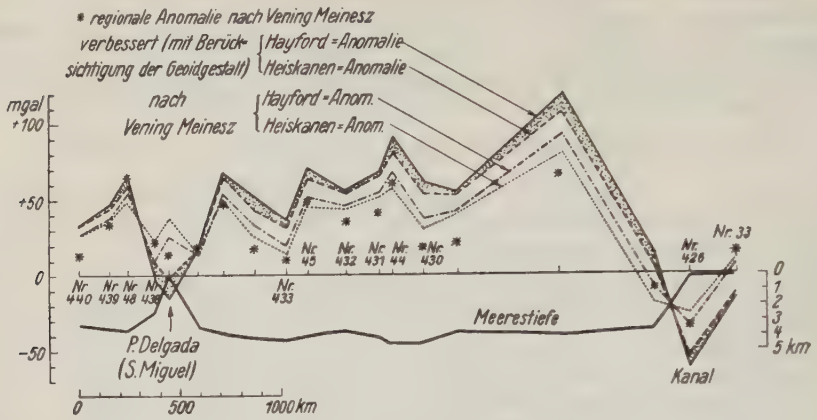


Fig. 5 a. Profil Kanal—Azoren

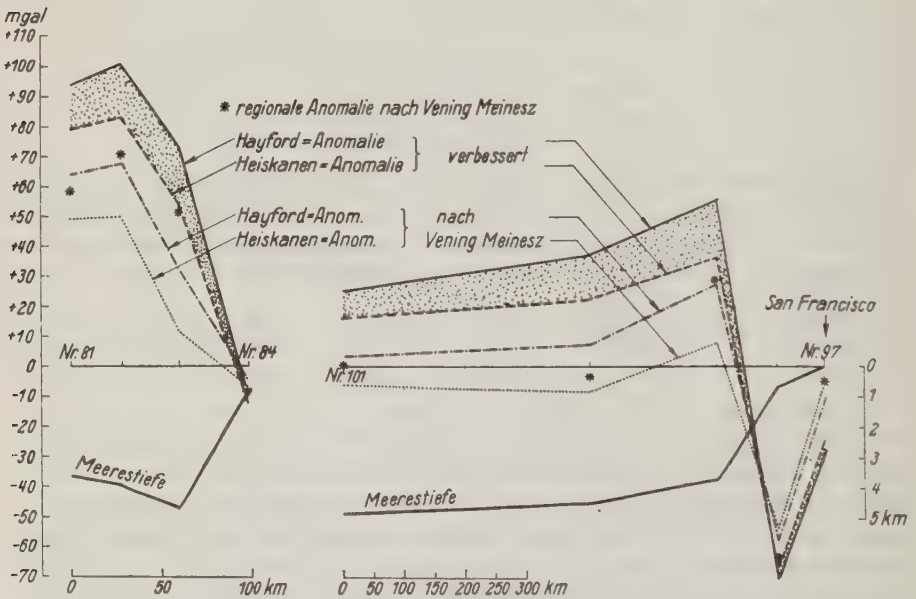


Fig. 5 b. Profile zwischen Panama und San Francisco

Abschätzung der vollständig isostatischen Anomalien einiger Profile von Vening Meinesz. Mit Hilfe der Tabelle 3 wurden für einige Profile von Vening Meinesz\*)

\*) Gravity expeditions at sea 1923—1932, Bd. II. Delft 1934.

die Unterschiede zwischen üblicher isostatischer Reduktion und vollständig isostatischer Reduktion abgeschätzt und als Korrektur an den Anomalien nach Pratt-Hayford und Airy-Heiskanen angebracht. Die Ergebnisse sind in Fig. 5a—f dargestellt.

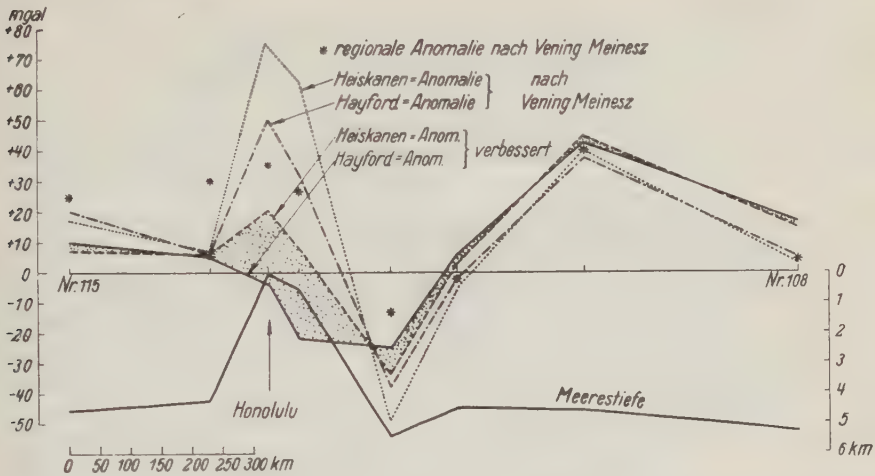


Fig. 5 c. Profil über Honolulu

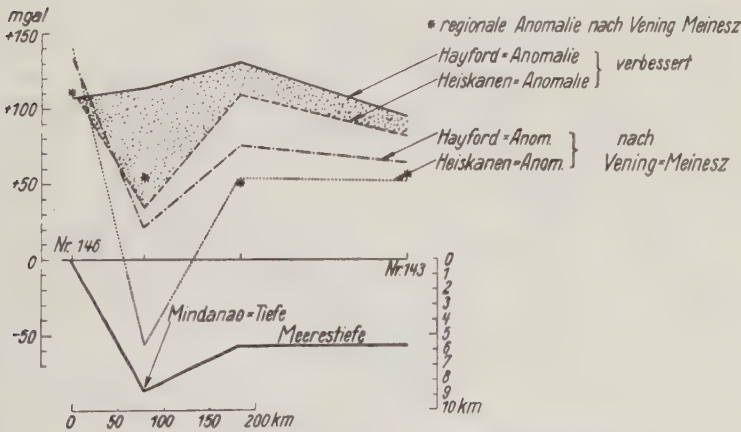


Fig. 5 d. Profil über die Mindanao-Tiefe

Hierbei wurde zunächst durch Stichproben an Hand der Tafeln von Cassinis, Dore und Ballarin\*) geprüft, auf welche Weise man in den nahen Zonen die zuverlässigsten Abschätzungen erhält. Der Einfluß der fernen Zonen 18—1 konnte nur aus der gesamten isostatischen Reduktion bestimmt werden, da die

\*) Fundamental tables for reducing gravity observed values. Pavia 1937.



Werte der Reliefhöhe und der topographischen Wirkung für diese Zonen nicht veröffentlicht sind. Für die Zone A—M (zusammengefaßt) erwies sich die topographische Reduktion mit  $\delta G_4$  am zweckmäßigsten, in den Zonen N und O wurde

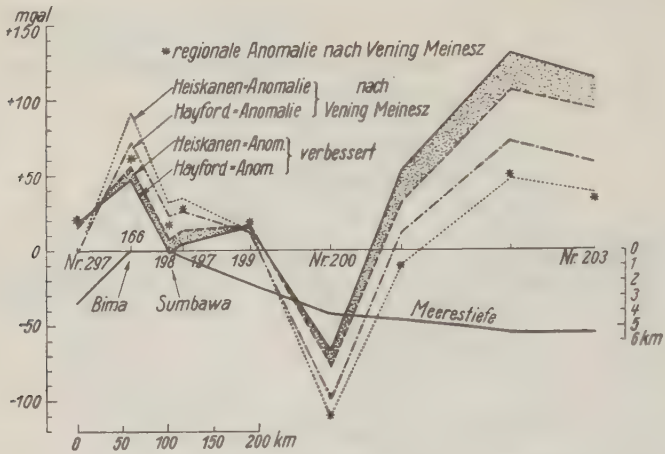


Fig. 5e. Profil Bima—Indischer Ozean

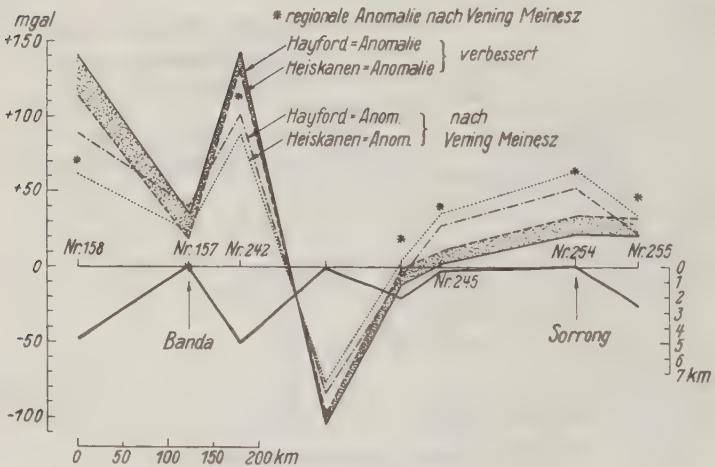


Fig. 5f. Profil Banda—Sorrong

mit dem Verhältnis  $H/100$  m multipliziert. Auf dem Profil Kanal—Azoren (Fig. 5a) konnte die Wirkung der Geoidgestalt nach den Zahlen von Hirvonen abgeschätzt werden. Sie macht von Station 33 bis Station 432 etwa + 7 mgal, von Station 432 bis 440 etwa - 2 mgal aus. Sie ist in den Kurven berücksichtigt.

VII. Geht man von Flächenbelegungen zu den wirklichen, räumlich verteilten Massen über, so treten neue Fragen auf. Erstreckt sich die topographische Masse vom Meeresniveau bis zur Höhe  $H$  und verteilt man sie bei der Reduktion in den Tiefen zwischen  $T_1$  und  $T_2$ , so ist es nicht einerlei, welche Höhen und Tiefen man einander entsprechen läßt ( $0 \longleftrightarrow T_1$ ,  $H \longleftrightarrow T_2$  oder umgekehrt); die seitliche Verteilung der Kompensationsmassen ist in den verschiedenen Fällen nicht dieselbe. Sehr groß wird der Unterschied nicht sein, bei einer Massenverteilung ähnlich Airy geringer als bei einer Massenverteilung ähnlich Pratt. Es muß untersucht werden, wie weit eine Vernachlässigung dieser Erscheinung die Reduktionen beeinflussen kann. Gegebenenfalls hat man sich für die geologisch verständlichste Annahme zu entscheiden.

Schwieriger ist die Lösung eines anderen Problems, das die physikalisch-geologischen Grundannahmen betrifft und auch bei der Annäherung durch Flächenbelegungen beachtet werden muß. Während bei der Herausbildung des Erdreliefs aus einem Normalzustand der Unterschied zwischen Anfangs- und Endzustand nach der üblichen Vorstellung allein die emporgewachsene oder eingetauchte Scholle und ihre Unterlage betrifft, wird bei Hebungen und Senkungen unter Wahrung des vollständigen Schwimmgleichgewichtes jedesmal die ganze Erdkruste beteiligt, die Nachbarschaft des Bewegungszentrums sogar ziemlich stark.

Hier sind zwei Vorstellungen möglich. Man kann annehmen, wie es in dieser Arbeit bisher stillschweigend geschehen ist, daß die isostatische Heraushebung einer Scholle die Oberflächenlage der Nachbarschollen nicht beeinflußt und sich nur in einer seitlich erstreckten, mit dem Abstand vom Zentrum abnehmenden Dichteabnahme in der Tiefe kundgibt. Geologisch könnte man diesen Fall so deuten, daß die Airysche Gebirgswurzel gegen das seitlich gelegene subkrustale Material nicht scharf abgesetzt ist, sondern beim Faltungsvorgang eine derartige Verknüpfung und Vermengung am Wurzelrand entsteht, daß sie sich im Endergebnis ähnlich wie die theoretisch geforderte Dichteabnahme auswirkt. Sehr befriedigend ist diese Vorstellung nicht.

Man kann aber auch annehmen, daß keine Materialvermengung eintritt. Da sich nur ein Teil der Kompensationsmasse unter der topographischen Masse befindet, reicht in einer Hochflächenscholle die Wurzel nicht so tief wie bei der üblichen Annahme, und es muß bei der Heraushebung subkrustale Masse von der Seite zugeströmt sein. Diese Vorstellung an sich ist nichts Neues; sie ist von der Beschreibung der Ausgleichsbewegungen belasteter oder entlasteter Schollen bekannt. Während aber nach der bisherigen Vorstellung die von der Isostasie-störung nicht direkt betroffenen Schollen im Endergebnis nur eine kleine, für alle diese Schollen gleiche Senkung oder Hebung durchgemacht haben, tritt nach der Vorstellung von der vollständigen Isostasie eine Niveauänderung auf der ganzen Erdkruste auf, die sich proportional der Funktion  $\mu(\gamma)$  vom Zentrum nach außen verliert. Es ist also die Höhenlage einer Erdkrustenscholle nicht mehr allein eine Funktion ihrer Dicke und Dichte, sondern bei ihrer Herausbildung

wirkt die Lage aller anderen Erdkrustenschollen mehr oder weniger mit. Die isostatischen Rechnungen werden bei dieser Vorstellung schwierig. Man darf nicht mehr die wirklichen Reliefhöhen in die Rechnung einsetzen, sondern muß zunächst untersuchen, welcher Teil des sichtbaren Reliefs von Dichte und Dicke der Scholle selbst verursacht ist, und welcher Teil als Folge der Einstellung anderer Erdkrustenschollen gedeutet werden muß. Mathematisch gesprochen ist das Relief der Erdoberfläche vor Ausführung der Reduktionen quellenmäßig mit Hilfe der Belegungsfunktion  $\mu$  zu erfassen. Geologisch wird das Problem der Randsenken berührt: Sie können unter Wahrung vollständigen Schwimmgleichgewichtes entstehen, brauchen kein Anzeichen für erzwungene Senkung zu sein und brauchen keine isostatische Hebungstendenz zu haben.

Potsdam, Geodätisches Institut, März 1938.

---

## Referate und Mitteilungen

**Theodor Stocks:** *Grundkarte der ozeanischen Lotungen 1 : 5 Millionen, Blatt S II 2* mit durchsichtigem Deckblatt nebst einem vorläufigen Begleitwort. Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925 bis 1927, Bd. III. — Erster Teil, Vierte Lieferung (1). Berlin und Leipzig 1937. Verlag von Walter de Gruyter & Co.

Die zur Zeit neueste Darstellung der Tiefenverhältnisse des Atlantischen Ozeans ist die 1935 im Meteorwerk veröffentlichte Karte im Maßstabe 1 : 20 000 000, sie umfaßt den offenen Atlantischen Ozean unter Ausschluß der Nebenmeere (vgl. diese Zeitschr. 1936, S. 126/127). Für ihre Bearbeitung wurden nicht nur die Lotungen der „Meteor“-Expedition herangezogen, sondern auch die sämtlicher älteren Fahrten nach kritischer Sichtung und Prüfung des zum Teil schwer zugänglichen Materials. Um diese sehr mühevollen und zeitraubende Arbeit bei künftigen Neubearbeitungen von Tiefenkarten des Atlantischen Ozeans zu ersparen, wurde die nun im ersten Blatt vorliegende Grundkarte der ozeanischen Lotungen geschaffen. Die vollständige Karte im Maßstabe 1 : 5 Millionen wird aus 14 Blättern bestehen und das Europäische und Amerikanische Mittelmeer einschließen. Die Benennung der einzelnen Blätter wurde durch Unterscheidung der nord- von den südhemisphärischen Blättern vorgenommen (N- und S-); für Nord- und Südbreite werden bis 80° Breite je zwei Zonen unterschieden, deren Grenzen den Hauptmeridian (30° W) in 35° Breite schneiden und die mit I (0 bis 35° Br.) und II (35 bis 80° Br.) bezeichnet sind. Innerhalb dieser Zonen geschieht die Zählung von Ost nach West durch Hinzufügen von arabischen Ziffern. Veröffentlicht ist bis jetzt das Blatt S II 2; die Blattgröße beträgt 654,9 · 871,7 mm (Innenrand). Die Karten sollen möglichst sämtliche bekanntgewordenen und einer kritischen Prüfung standhaltenden Lotzahlen enthalten. Bei jeder Tiefenzahl ist der Name des betr. Schiffes angegeben. Außerdem ist durch Unterschiede in der Druckart eine Unterscheidung von Draht- und Echolotungen, von beschrifteten und unbeschrifteten Lotungen usw. durchgeführt; auch die Güte der Position ist in geeigneter Weise bezeichnet. Um den Charakter dieser Karte als Quellenkarte nicht zu verwischen, sind



auf ihr keine Isobathen eingezeichnet. Damit aber doch unsere jetzigen Auffassungen vom Isobathenverlauf auf Grund der bis heute gewonnenen Tiefenzahlen im Maßstabe der Quellenkarte ihre Darstellung finden, wurden die Isobathen auf einem durchsichtigen Deckblatt eingezeichnet, natürlich in detaillierterer Form als auf der Karte 1 : 20 Millionen, aber doch in Anlehnung an die dort niedergelegten hydrographisch begründeten Auffassungen.

Das Erscheinen dieser Karte im Meteorwerke ist besonders zu begrüßen, sie wird eine wichtige Grundlage für weitere Arbeiten bilden und insbesondere auch einen Anreiz bilden, die zahlreich vorhandenen Lücken zu beseitigen. B. Schulz.

---

*Etüde Partique des Rayonnements Solaire, Atmosphärique et Terrestre.* Par Ch. Maurain. Paris, Verlag Gauthier-Villars, 1937. Preis 80 fr.

Maurain gibt eine ausführliche Darstellung der Meßmethoden und Ergebnisse der Sonnen-, Himmels-, und Erdstrahlung. Bezüglich der Meßmethoden wird besonders auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die sich bei der Anwendung herausstellen, während die Beschreibung der verwendeten Apparate verhältnismäßig kurz gehalten ist. Die verschiedenen Meßmethoden werden durch Zahlenbeispiele belegt, ebenso werden diejenigen Messungen, die im Observatorium von Saint-Maur bei Paris gemacht wurden, ausführlich dargestellt. G. A. Suckstorff.

---

*Contribución al Estudio climatológico de la Comarca de Tortosa.* Boletín del Observatorio del Ebro. Resumen 1910—1934. Tortosa 1936.

Das Observatorium del Ebro stellt anläßlich seines 25jährigen Bestehens die Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen zusammen. Von allen meteorologischen Elementen, Luftdruck, Temperatur, Wind, Strahlung, Niederschlag, Feuchtigkeit usw. werden ausführliche Tabellen mit entsprechendem Begleittext gegeben, wobei eine große Anzahl von graphischen Darstellungen die tabellenmäßige Darstellung ergänzt. Außerdem sind einige interessante Wind-, Druck- und Temperaturregistrierungen in Originalgröße abgebildet. Eine ganz besonders wertvolle Beigabe sind 43 photographische Aufnahmen von besonders interessanten Wolkenformen, die am dortigen Observatorium gemacht wurden. Die drucktechnische Wiedergabe ist als sehr gelungen zu bezeichnen. Das Format der meisten Aufnahmen ist 13 : 18 cm, einige Aufnahmen sind im Format 18 : 30 cm wiedergegeben. G. A. Suckstorff.

---

*The National Geographic Society-U. S. Army Air Corps Stratosphere Flight of 1935 in Balloon „Explorer II“.* Herausgegeben von der National Geographic Society, Washington 1937.

Das 278 Seiten starke Buch enthält die ausführliche und reich bebilderte Schilderung des Stratosphärenfluges des Ballons „Explorer II“ und die wissenschaftlichen Ergebnisse dieses Fluges. Der Flug wurde von der amerikanischen Luftwaffe, der National Geographic Society und zahlreichen amerikanischen wissenschaftlichen Instituten zusammen vorbereitet und durchgeführt. Die Besatzung des Ballons Captain Andersen und Captain Stevens sind Angehörige der amerikanischen Luftwaffe. Es wurde eine Maximalhöhe von 72370 Fuß (22 km) erreicht. Dabei ergab sich die Höhe aus den meteorologischen Registrierungen zu 72280 und aus den photogrammetrischen Aufnahmen zu 72460 Fuß. Ebenso wie bei dem Flug des verunglückten Ballons „Explorer I“ wurde auch bei diesem Flug die vollautomatische Registrierung aller Meßwerte durchgeführt, so daß sich die Besatzung ausschließlich der Ballonführung widmen konnte.

Auf diese Weise wurden Messungen der Höhenstrahlung mit Zählrohren und der Wilson-Kamera ausgeführt, wobei gleichzeitig mit einem „Zählrohrteleskop“ die



Richtung der einfallenden Strahlung festgestellt wurde. Ferner wurden neben Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Sonnen-, Himmels- und Erdstrahlung die elektrische Leitfähigkeit der Luft gemessen und aus fortlaufenden Spektralaufnahmen die Ozonverteilung untersucht. Außerdem wurden Luftproben in der Maximalhöhe entnommen, aus denen die Luftzusammensetzung in dieser Höhe bestimmt und die Anwesenheit von Mikroorganismen festgestellt wurde. Daneben wurden zur Bestimmung der Ballonhöhe photogrammetrische Aufnahmen gemacht. Die Ballonhöhe wurde außerdem trigonometrisch vom Erdboden aus vermessen.

Neben einer ausführlichen Beschreibung des Ballons, der Flugvorbereitungen und des Fluges selbst ist von den einzelnen Bearbeitern eine eingehende Beschreibung der benutzten Instrumente und der Meßergebnisse gegeben worden. Eine große Zahl von Photographien, graphischen Darstellungen und Registrierproben ergänzen diese Ausführungen.

Aus der Fülle des gewonnenen Materials seien zwei meteorologische Tatsachen kurz hervorgehoben. Ein Vergleich der photogrammetrisch und der auf Grund der meteorologischen Messungen berechneten Ballonhöhen gestattet eine Nachprüfung der

Gültigkeit der statischen Grundgleichung  $\frac{\delta p}{\delta z} = -g \cdot \rho$ . Die Genauigkeit der Höhenberechnung aus den meteorologischen Daten betrug  $\pm 1/4\%$ . Die Genauigkeit der photogrammetrischen Vermessung war wesentlich größer. Ein Vergleich beider Meßreihen zeigt, daß die statische Grundgleichung innerhalb dieser Meßgenauigkeit im Mittel vollkommen erfüllt ist. Die höchste Abweichung der Einzelwerte betrug 0.8%. Allerdings fand der Flug bei einer Hochdruckwetterlage statt, die vertikalen Beschleunigungen mußten also klein sein, so daß dieses Ergebnis zu erwarten war. Auffällig sind die mit einem ventilierten Widerstandsthermometer gewonnenen Temperaturmessungen in der Stratosphäre. Bei gleichbleibender Ballonhöhe wurden Temperaturschwankungen bis zu 4° C beobachtet. Damit waren gleichzeitig starke Änderungen der horizontalen Windgeschwindigkeit verbunden (60 auf 100 km/std).

G. A. Suckstorff.

---

*Höhenstrahlung (Ultrastrahlung).* Von Dr. phil. nat. Erwin Miehl nickel, Potsdam.

Wissenschaftliche Forschungsberichte Bd. 44. 330 Seiten, mit 59 Abb. 8°.

Dresden, Theodor Steinkopff, 1938. Broschiert RM 16.—, geb. RM 17.50.

In der Reihe der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte“ erscheint dieses Werk als Band 44. Die „Wissenschaftlichen Forschungsberichte“ sollen „das Zurechtfinden in Teilgebieten der Naturwissenschaften und in Grenzgebieten der Medizin durch Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse etwa des letzten Jahrzehnts“ erleichtern. Sie sollen durch möglichst vollständige Zusammenstellung der Literatur einen Überblick speziell über die experimentellen Ergebnisse des Gebietes geben.

Trotzdem die Erforschung der Höhenstrahlung erst seit rund 10 Jahren energisch betrieben wird, sind in dieser Zeit rund 2000 Arbeiten erschienen. Die Darstellung von Miehl nickel ist in fünf Hauptteile gegliedert: Umweltbedingungen, Meßtechnik, die komplexe Höhenstrahlung, ihr Verhalten in Kraftfeldern und Materie, ihre Struktur und Herkunft. Eine kurze Darstellung der Entdeckungs- und Forschungsgeschichte der Höhenstrahlung ist vorangestellt. Bei dem augenblicklichen Stande der Höhenstrahlungsforschung ist es sehr zu begrüßen, daß Miehl nickel in seiner Darstellung das Hauptgewicht auf die experimentellen Ergebnisse gelegt hat. Diese Ergebnisse sind in einer erstaunlichen Vollständigkeit zusammengetragen, und das außerordentliche Literaturverzeichnis erlaubt jederzeit ein Zurückgreifen auf die Originalarbeiten. Das Buch stellt daher für alle auf dem Gebiet der Höhenstrahlung arbeitenden ein umfassendes und zuverlässiges Nachschlagewerk dar.

G. A. Suckstorff.

*Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands.* Herausgegeben von der Preussischen Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivellements. Abflußjahr 1935. Verlag Mittler & Sohn, Berlin 1937. Preis RM 26.—.

Das Jahrbuch umfaßt die Wasserstandsbeobachtungen des Abflußjahres (1. 11. bis 31. 10.) 1935. Dem Tabellenwerk des Jahrbuches ist zunächst ein ausführlicher Bericht über die Wetter-, Wasser- und Eisverhältnisse in den einzelnen deutschen Stromgebieten vorangeschickt. Dieser Bericht wird durch eine große Reihe von graphischen Darstellungen des Wasserstandverlaufes im Jahre 1935 im Vergleich zu langjährigen Mittelwerten an ausgewählten Pegeln ergänzt. Eine gleiche Darstellung ist für eine Reihe ausgewählter Grundwassermeßstellen gegeben. Ferner sind hier die monatlichen Mittelwasser und Hauptzahlen der Wasserstände, sowie ihre Abweichungen gegen langjährige Durchschnittswerte angegeben.

Das Tabellenwerk ist nach Stromgebieten gegliedert. Es enthält die Pegelbeobachtungen, die Grundwasserstandsbeobachtungen, eine große Reihe von Abflußmessungen und Gefallaufnahmen. Die Bearbeitung der Pegelbeobachtungen ist folgendermaßen aufgeteilt:

1. Von jedem Pegel wird für jeden Tag eine Beobachtung gegeben, bei den Pegeln im Tidegebiet eine Beobachtung bei den Tidenhochwassern und eine Beobachtung bei den Tidenniedrigwassern.

2. Diesen täglichen Beobachtungen folgen die Hauptzahlen der Wasserstände für 1935, getrennt nach H. W., M. W. und N. W. Ferner sind die äußersten Wasserstände im Jahre 1935 angegeben.

3. Die Häufigkeit bestimmter Wasserstände ist in Stufen von 10 oder 20 cm auf Grund der täglichen Wasserstände ausgezählt.

4. Diesen Beobachtungen des Jahres 1935 sind die langjährigen Monatsmittel der Wasserstände und langjährigen Hauptzahlen sowie die äußersten Wasserstände überhaupt zum Vergleich gegenübergestellt.

Den Pegelbeobachtungen folgen die Abflußmessungen. Bei Flüssen mit großem Niederschlagsgebiet sind die Ergebnisse der im Berichtsjahr ausgeführten Abflußmessungen im Jahrbuch veröffentlicht. Bei Flüssen mit kleinem Niederschlagsgebiet ist nur das Datum, Ort und die Behörde oder der Betrieb angegeben, bei der die Meßergebnisse eingesehen werden können. Das letztere gilt auch für die im Berichtsjahr ausgeführten Gefallaufnahmen, Messungen von Flußquerschnitten und Wassertemperaturen.

Zum Schluß folgen die Grundwasserstandsbeobachtungen. Veröffentlicht sind die einzelnen Monatsmittel, das Winter-, Sommer- und Jahresmittel, sowie der höchste und niedrigste Grundwasserstand des Berichtsjahres. Diesen Werten sind die entsprechenden Durchschnittszahlen einer längeren Jahresreihe zum Vergleich gegenübergestellt.

Ferner enthält das Jahrbuch sechs Karten der deutschen Stromgebiete, in denen die Pegel und Grundwassermeßstellen eingetragen sind. G. A. Suckstorff.

---

**Otto Lange:** *Der Einfluß wechselnder Wasserstände auf die Höhenlage von Festpunkten und Bauwerken.* Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. Besondere Mitteilungen Bd. 8, Nr. 3. herausgegeben von der Preussischen Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivellements. Mit 22 Abbildungen und 6 Zahlentafeln im Text. Verlag Mittler & Sohn, Berlin 1937. Preis kart. RM 2.—.

Die Untersuchung umfaßt Messungen an den Pegelstellen Husum, List, Cuxhaven-Landungshöft, Wilhelmshafen-I Einfahrt und am Sicherheitshafen in Wesel. Untersucht wurde der Einfluß wechselnder Wasserstände auf die Höhenlage der im Gewässer

befindlichen oder ihm unmittelbar benachbarten Festpunkte. Nach den Meßergebnissen konnte als eindeutig bewiesen angesehen werden, daß bei steigendem Wasser eine Senkung und bei fallendem Wasser eine Hebung des Festpunktes eintritt. Dabei ging die Höhenlage der Festpunkte nach Eintritt des alten Wasserstandes nicht immer auf den alten Wert zurück. Diese Differenz des Zurückbleibens überschritt den Meßfehler wesentlich. Im Durchschnitt sämtlicher Messungen trat eine Festpunktverschiebung von 1,4 mm bei einer Wasserstandsänderung von 1 m ein. Die maximal gemessene Verschiebung betrug in Wilhelmshafen 5,4 mm bei einer Wasserstandsänderung von 3,36 m.

Welche Ursachen für die Verschiebungen der Festpunkte verantwortlich gemacht werden müssen, konnte noch nicht eindeutig festgestellt werden. Die Untersuchung soll deshalb an Meßpunkten im Binnenlande fortgesetzt werden. G. A. Suckstorff.

---

**Gerhard Roschke:** *Die Malapane, ihr Wasserhaushalt sowie ihre Flußbett- und Talgestaltung.* Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. Besondere Mitteilungen Bd. 8, Nr. 2, herausgegeben von der Preußischen Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivelements. Mit 32 Abbildungen und 8 Tabellen im Text, sowie 11 Tabellen und 4 Karten im Anhang. Verlag Mittler & Sohn, Berlin 1937. Preis kart. RM 7.—.

Nach einer Beschreibung der Geographie des Malapanengebietes werden die Niederschlags- und Abflußverhältnisse dieses Gebietes dargestellt. Ferner wird der Wasserhaushalt unter Berücksichtigung der verschiedenen Faktoren des Einzugsgebietes bearbeitet. Dann werden zwei Flußschlingen der Malapane bei Kruppamühle näher untersucht. Gemessen wird die Stromrichtung und Stromgeschwindigkeit an zahlreichen Profilen, sowie die Korngröße des Flußbettgrundes. Die Auswertung der Messungen der Wassergeschwindigkeit zeigen, „daß an der Innenseite der Flußwindung eine Wasserschraube von großem mittleren Durchmesser auftritt. In dieser bewegen sich die Wasserteilchen an der Oberfläche vom ausbuchtenden Ufer nach dem Stromstrich und an der Sohle in umgekehrter Richtung“. Eine kleinere Wasserschraube mit entgegengesetztem Drehsinn am einbuchtenden Ufer ließ sich an einzelnen Stellen nachweisen. Auf Grund dieser Beobachtungen und Messungen wird dann die Bettgestaltung der Malapane abgeleitet. Das Ergebnis dieser Überlegungen besteht in der Erkenntnis, daß die Veränderungen des Malapanelaufs im wesentlichen darin wirksam werden, daß Flußschlingen neugebildet oder abgeschnürt werden. Das Relief des Talbodens wird durch diese Vorgänge nur wenig geändert. Zahlreiche Aufnahmen von Ufer- und Sandbankbildungen ergänzen die Ausführungen. G. A. Suckstorff.

---

### Vorankündigung

Die diesjährige Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft findet vom 20. bis 22. Oktober in Jena statt.

Anträge zur Tagesordnung der ordentlichen Mitgliederversammlung bitte ich satzungsgemäß bis zum 1. Juli 1938 bei mir zu stellen.

Vorträge bitte ich bis zum 20. August 1938 anzumelden; ihre Dauer soll in der Regel 20 Minuten nicht übersteigen. Die Vorträge werden in Gruppen zusammengefaßt werden; bisher sind als Gruppen vorgesehen Seismik; Schwere; Erdmagnetismus, Polarlicht, Ionosphäre; Angewandte Geophysik (außer Seismik und Schwere); Ozeanographie; Meteorologie; Luftelektrizität (Bodenatmung).

Der Vorsitzende:

J. Bartels.

Geophysikalisches Institut, Potsdam, Telegraphenberg.



## Leipzig—Bergen.

### Festvortrag zur 25-Jahrfeier des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig

Von V. Bjerknes

Es ist mir eine große Ehre und eine große Freude, bei dieser Jubiläumsfeier des Geophysikalischen Instituts zu reden, dessen Begründung mir vor 25 Jahren anvertraut wurde.

Gestatten Sie mir, kurz die wissenschaftliche Situation zu schildern, aus der die Begründung des Instituts hervorging, den speziellen Plan anzudeuten, dem ich bei der Begründung folgte, und in kurzem Umriß die darauf folgende Entwicklung zu geben.

Bei der Begründung des Instituts steuerte ich gegen die Lösung eines einzigen Problems, des Problems von der Wettervorhersage. Das Problem ist so alt wie das Beobachten und das Denken der Menschen. Von Anfang an war dies Denken mit allerlei Aberglauben verflochten. Und noch heutzutage sind nicht alle Spuren dieses Aberglaubens verschwunden.

Ein ausgezeichnetes Bild des Schwankens zwischen Aberglauben und erwachender Kritik gibt folgende Stelle bei Herodot: „Der Sturm dauerte drei Tage. Aber indem man Gefangene den Winden opferte, indem man sich bei ihnen durch Beschwören einschmeichelte, und indem man an Thetis und den Nereiden opferte, gelang es endlich den Magiern, den Sturm zu stillen, vier Tage, nachdem er angefangen war.“ „Oder“ — fügt Herodot hinzu — „vielleicht hat der Sturm von selbst aufgehört“.

Wie stark von Anfang an der Glaube an ein unmittelbares Eingreifen übernatürlicher Mächte war, so haben sich die vom Wetter Abhängigen, wie Seefahrer, Fischer, Bergbewohner, Landwirte, dennoch nie ganz dem Aberglauben hingegeben. Sie haben ihre Beobachtungen gemacht, ihr Denken eingesetzt, die Reihenfolge der aufeinander folgenden Wettersituationen beobachtet, und gesehen, wie ähnliche Situationen ähnliche Folgen hatten. Im Besitz eines großen Vorrates von Gedächtnisbildern von Wettersituationen und deren Reihenfolge sind sie tüchtige, praktische Meteorologen geworden. In dem norwegischen Buch „Der Königsspiegel“, geschrieben etwa um 1250, zu einer Zeit, als noch ein lebhafter Verkehr mit Island, Grönland und selbst Vinland, d. h. nach Nordamerika hinüber, bestand, liest man folgendes: „Lange Seereisen macht man am besten im Sommerhalbjahr. Aber kürzere Reisen, wie nach England hinüber, kann man zu jeder



Jahreszeit wagen. Dazu braucht man nur zu wissen, ob das Wetter auf ein paar Tage sicher bleibt, und das ist nicht schwer zu beurteilen für diejenigen, die das Wetter verstehen.“

Solange nur okulare Beobachtungen zur Verfügung standen, konnte man den Zustand der Atmosphäre nur qualitativ angeben. Dann erfand, etwa um 1600, Galilei das Thermometer, und ein Menschenalter später sein Schüler Toricelli das Barometer. Man lernte den Druck der Atmosphäre kennen, und beobachtete den Zusammenhang der Druckänderungen mit den Änderungen des Wetters.

Viel war aber noch nicht zu erreichen, solange Beobachtungen nur an einer Stelle zu Verfügung waren. Aber vor etwas mehr als hundert Jahren fingen fleißige Wissenschaftler — besonders Brandes hier in Leipzig — an, Beobachtungen von einer großen Anzahl von verschiedenen Stellen einzusammeln, sie auf Karten einzutragen, und die *ersten synoptischen Karten* zur Darstellung der Wetterlage zu zeichnen. Die durch die Post eingesammelten Beobachtungen kamen aber zu spät, um der praktischen Wettervorhersage zu dienen. Als sich aber dann auch ein Telegraphennetz auszubilden anfang, mußte sich der Gedanke an einen *telegraphischen Wetterdienst* melden.

Regierungen reagieren jedoch nicht allzu schnell auf wissenschaftliche Anregungen. Dann kamen aber gewichtigere Argumente. Am 14. November 1854 — während des Krimkrieges — machte ein Sturm im Schwarzen Meere großen Schaden für die Flotten der verbündeten Westmächte: das französische Linienschiff *Henri IV.* ging zugrunde. Und dann wandte man sich an die Wissenschaft. Leverrier, der berühmte Entdecker des Planeten Neptun, erhielt den Auftrag, zu untersuchen, ob der Sturm hätte vorausgesagt werden können. Er sammelte Beobachtungen aus ganz Europa für die Tage vor dem Sturme, zeichnete synoptische Karten und stellte fest, daß der Sturm hätte vorausgesagt werden können, wenn ein telegraphischer Wetterdienst vorgelegen hätte. Und am Tage, nachdem dieser Rapport dem Kaiser Napoleon III. vorgelegt worden war, erhielt Leverrier den Auftrag, einen telegraphischen Wetterdienst für Frankreich einzurichten.

Diesem Beispiel folgten bald die meisten anderen Kulturländer, und zwar um so mehr, als in verschiedenen derselben, besonders in England und U. S. A., einleitende Schritte vorlagen. Es entstand voneinander getrennt ein europäischer und ein amerikanischer Wetterdienst. Beiderseits fing man mit großen Illusionen an.

Die Methode des Meteorologen nach der Einführung der Wetterkarte war nicht im Prinzip von der Methode des alten völkischen Wetterpropheten verschieden: beide arbeiteten mit Gedächtnisbildern, der eine, von dem, was er am Himmel, der andere von dem, was er auf der Wetterkarte sah. Die Entdeckung der über die Wetterkarte hinwandernden Hochs und Tiefs gab der Wettervorhersage einen entschiedenen Erfolg. Man hoffte bald Gesetzmäßigkeiten in den Bewegungen dieser Gebilde zu finden, entsprechend denen der Gestirne. Anfängliche Mißerfolge wirkten nicht entmutigend: was unerwartet eintraf, hatte seine Ursachen außerhalb des Rahmens der noch beschränkten Karten. Mit der Aus-

dehnung des Telegraphennetzes würde sich alles bessern. Trotz allen Erweiterungen der beiden Telegraphennetze wurde man aber doch nicht Herr der unerwarteten Ereignisse. Aber man tröstete sich: Sobald ein *transatlantisches Kabel* die beiden Netze zu einem einzigen verbindet, werden wir alle Stürme voraussagen können, die die europäischen Häfen erreichen. Es kann jetzt überraschend erscheinen, aber eben dieser Optimismus der Meteorologen war eines der wirksamsten Argumente für das Legen des ersten transatlantischen Kabels. Auch das Kabel hat aber nur wenig geholfen.

Noch ließen sich aber die Meteorologen nicht entmutigen. Sie schlossen, das Geheimnis des Wetters muß auf den Meeren liegen: von den Meeren aus wird das Wetter gesteuert.

Wenn man deshalb nach den Schiffsjournalen Wetterberichte einsammelt und tägliche synoptische Karten für das Meer zeichnet, so wird man rein wissenschaftlich den Zusammenhang erkennen, selbst wenn diese verspäteten Wetterkarten nicht unmittelbar dem praktischen Wetterdienst dienen können.

In dieser Weise entstanden die sogenannten Hoffmeyer-Karten für das atlantische Meer, von dem dänischen Meteorologischen Institut und der deutschen Seewarte im Verein ausgearbeitet.

Nachdem aber die Meteorologen diese Karten einige Jahre auf ihren Tischen gehabt hatten, gaben sie jede Hoffnung auf — so hat mir der Senior unter den englischen Meteorologen, Sir Napier Shaw, erzählt —: *Sie konnten die Sprache der Wetterkarten nicht deuten*. Es trat Mißmut ein unter den Pionieren der Meteorologie, die mit so großen Illusionen angefangen hatten. Auf Fortschritte der Wettervorhersage war nicht zu hoffen. Den schon begründeten Wetterdienst ließen sie schematisch weiterlaufen, der machte seinen Nutzen. Und ihre für Wettervorhersage errichteten Institute wendeten ihre wissenschaftlichen Interessen besonders einem friedlicheren Zweig der Meteorologie zu: der Klimatologie.

Noch sollte zur Jahrhundertwende ein letzter Vorstoß kommen. Beobachtungen lagen bis jetzt nur vom Erdboden vor. Wird vielleicht nicht das Wetter von der Höhe aus gesteuert? Es hieß deshalb Beobachtungen von der Höhe zu beschaffen. Die Versuche fingen an in Deutschland mit Freiballonfahrten, in Amerika mit Drachenaufstiegen, in Frankreich mit Registrierballons. Bald entstanden in den verschiedenen Ländern *aerologische Institute*, die alle drei Methoden in Anwendung brachten, und es gelang Hergesell, die aerologischen Aufstiege international zu organisieren, so daß an bestimmten Tagen oder in bestimmten Wochen möglichst viele gleichzeitige Aufstiege in den teilnehmenden Ländern angestellt wurden.

Diese Aerologie hat uns sehr viel neues Wissen über unsere Atmosphäre gebracht, in erster Linie steht *die Entdeckung der Stratosphäre*. Aber das Geheimnis des Wetters wurde auch nicht in der Höhe gefunden: Die Höhenbeobachtungen wirkten — anfänglich — nicht wesentlich auf die Wettervorhersage ein, selbst mit dem Hinzuziehen dieser neuen Beobachtungen war die Sprache der Wetterkarten nicht zu deuten.

*Wo ist aber dann diese Sprache zu lernen?*

Um dieser Frage näher zu treten, müssen wir wieder einen Rückblick auf die Geschichte der Wissenschaft nehmen, um dem Entwicklungsfaden der eigentlichen *Grundwissenschaften* zu folgen.

Galilei, der der empirischen Meteorologie das Thermometer gab, hat auch die Entwicklung eingeleitet, die zur Begründung der Mechanik und der Physik führte. Sein Fallgesetz leitete den Aufbau der Mechanik ein, der Lehre von der Bewegung der Körper. Newton gab den Prinzipien dieser Lehre ihre endgültige Form. Auf der Galilei-Newtonschen Grundlage entwickelte Euler die spezielle Wissenschaft von der Bewegung flüssiger und gasförmiger Körper, die *Hydrodynamik*. Die hydrodynamischen Gleichungen geben — in impliziter Form — den Zusammenhang zwischen zwei der meteorologischen Fundamentalgrößen: Luftdruck und Luftbewegung. Dann folgte in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts, durch Mayer, Helmholtz, Carnot, Kelvin, Clausius, die Entwicklung der Wissenschaft der *Thermodynamik*, die, mit der Hydrodynamik verbunden, in der gleichen impliziten Form, den Zusammenhang von Luftdruck, Luftbewegung auch mit der Lufttemperatur gibt. Die kombinierte *Thermo-Hydrodynamik* muß unser Lehrbuch in der Sprache der Wetterkarten sein.

Die Fortschritte in dieser Richtung gingen aber langsam. Die Mathematiker fanden die reine, von Thermodynamik getrennte „klassische“ Hydrodynamik schon mehr als reichlich schwierig, und dazu in ihrer klassischen Begrenzung so wunderschön, gipfelnd in den berühmten Sätzen von Helmholtz über die *Erhaltung der Wirbel*, und von Kelvin über die *Erhaltung der Zirkulation*. Mit diesen Sätzen war aber nichts in der Meteorologie anzufangen, wo uns die Beobachtungen ein ewiges Bilden und ein ewiges Vernichten von Zirkulationen und Wirbelbewegungen vorführen. — Das Betreten des allgemeineren Gebietes ist hoffnungslos, so dachten allgemein die Hydrodynamiker, und so dachte auch ich.

Ich war Hydrodynamiker geworden in der Schule meines Vaters, der seinerseits die Hydrodynamik in Göttingen studiert hatte, mit dem großen Mathematiker Lejeune Dirichlet als Lehrer. Aber die Arbeiten meines Vaters fortsetzend, wurde ich, ich kann fast sagen zwangsweise, zu sehr naheliegenden Verallgemeinerungen der Helmholtzschen und Kelvinschen Sätze geführt, Sätze, die das *Prinzip der Bildung und der Vernichtung von Zirkulations- und Wirbelbewegungen* enthielten. Ohne es ursprünglich bemerkt zu haben, hatte ich die Grenzlinie zwischen Hydrodynamik und Thermodynamik überschritten: Die Sätze zeigten sich unmittelbar geeignet, meteorologische Erscheinungen grundlegender Art zu diskutieren.

Die erzielten Erfolge brachten mich auf den Gedanken: *Vielleicht ist die Zeit reif, die bisher parallel verlaufenden Entwicklungsfäden der beobachtenden Meteorologie und der theoretischen Thermo-Hydrodynamik zur Verflechtung zu bringen.* Und das geschieht am besten, dachte ich, wenn man mutig direkt auf die Zentralaufgabe der Meteorologie lossteuert: *aus dem gegenwärtigen Zustand der Atmosphäre den*



*künftigen abzuleiten*. Dies heißt, *das Problem der Wettervorhersage als ein mathematisches Problem* aufzustellen und womöglich zu lösen.

Die mathematische Formulierung des Problems ist im Prinzip einfach. Der Zustand der Atmosphäre läßt sich durch fünf Variable definieren: eine Vektorvariable, die Geschwindigkeit, und vier Variablen skalarer Natur, Druck, Dichte, Temperatur und Feuchtigkeit. Und wir besitzen die fünf entsprechenden Gleichungen: die vektorielle hydrodynamische Bewegungsgleichung und vier Skargleichungen, eine für die Erhaltung der Masse, eine für die Erhaltung der Energie, dann die Gasgleichung und die thermodynamische Gleichung für die Kondensations- und Verdampfungsprozesse. Bei gegebenen Anfangsbedingungen und Bedingungen für die äußeren Einflüsse ist dann der künftige Zustand der Atmosphäre mathematisch bestimmt. Wir sind folglich implizite im Besitz des Wissens, um das Problem von der Wettervorhersage zu lösen. Es heißt den Weg zu finden, um dieses Wissen explizite nutzbar zu machen.

Dazu stellen wir das Problem in möglichst einfacher Form, indem wir die Vorhersage nur für *sehr kleine Zeiträume* verlangen. In dem kleinen Zeitraum verschieben sich die Luftmassen nur kurze Strecken und erleiden nur kleine Zustandsänderungen. Das Problem reduziert sich dabei auf zwei prinzipiell einfache Berechnungen: *Berechnung der neuen Lagen der bewegten Luftmassen*, und *Berechnung der Zustände, in denen sie anlangen*. Bei diesen Berechnungen sind aber alle bewegten Massen der Atmosphäre mit in Betracht zu ziehen, die hohen wie die niedrigen, die auf dem Meere wie die auf dem Lande, — bevorzugte Stellen, von wo aus gesteuert wird, kennen die Gleichungen nicht.

Da alle Luftmassen beteiligt sind, können die an die Beobachtungen gestellten Anforderungen nie vollständig erfüllt werden. Es heißt nur, ein möglichst ausgedehntes und möglichst dichtes dreidimensionales Beobachtungsnetz zu schaffen und die Beobachtungen aufs äußerste zu verwerten.

Das somit nie vollständige Rohmaterial der Beobachtungen ist aber gleichzeitig viel zu unübersichtlich, um unmittelbar für das Prognosenprogramm verwertet zu werden. Es heißt, erst aus dem Rohmaterial anschauliche, praktisch brauchbare, und vor allem möglichst *richtige Bilder* der vorliegenden atmosphärischen Situationen auszuarbeiten, wo alle Konsequenzen aus den vorliegenden Beobachtungen gezogen sind. Das ist das Problem der *Diagnose*, ein Problem schon größten Umfanges, wo die Methoden zu schaffen sind und mit feinsten Kritik auszuüben. Ist die Diagnose zuwege gebracht, so folgt das Problem der *Prognose* nach der schon erwähnten Formel: die neuen Lagen der Luftmassen zu berechnen, und die Zustände, in denen sie anlangen, zu finden.

Dies Programm der meteorologischen Forschung publizierte ich im Jahre 1904 in der Meteorologischen Zeitschrift, — vielleicht eigentlich mehr, um das Problem loszuwerden, als um es selbst anzugreifen. Dazu betrachtete ich mich nicht als den rechten Mann. Ich hatte keine Ausbildung als Meteorologe, und das Problem war ein Kolossalproblem, wo Hilfe erforderlich war. Als ich aber im Jahre 1905 auf Einladung in Amerika über meine älteren hydrodynamischen Arbeiten und



diejenigen meines Vaters vorlas, hatte ich Gelegenheit, auch in Washington einen Vortrag zu halten, wo ich dieses meteorologische Forschungsprogramm entwickelte. Das Programm hat das Interesse der Amerikaner geweckt, vielleicht eben durch seine Kühnheit und kolossalen Dimensionen. Das damals gerade begründete *Carnegie Institution of Washington* hat den Entschluß gefaßt, meine Arbeit nach diesem Programm ökonomisch zu unterstützen. Dies ist auch in großzügiger Weise geschehen: Vom Jahre 1906 ab habe ich durch eine jährliche Unterstützung Gelegenheit gehabt, einen oder mehrere wissenschaftliche Privatassistenten für diese Arbeit zu halten.

Dadurch war mein Schicksal besiegelt: Ich betrat — als Eindringling — eine für mich fremde Wissenschaft, die Meteorologie.

Mit meinen Carnegie-Assistenten fing ich gleich an, die Grundzüge des Prognosenproblems auszuarbeiten, unter Anwendung alles zugänglichen Beobachtungsmaterials an den Tagen der aerologischen Aufstiege.

Um diese Zeit bekam mein späterer Kollege, der unvergeßliche Otto Wiener, ein lebhaftes Interesse für meine Arbeiten. Er wünschte sie nach Leipzig umgepflanzt zu sehen, in Verbindung mit der Errichtung eines Spezialinstituts. Im Jahre 1912 erhielt ich den für mich so ehrenvollen Ruf. Das Institut wurde *Geophysikalisch* genannt nach dem Vorgang des schon existierenden Instituts dieses Namens in Göttingen.

Der Name gab Gelegenheit, oder vielleicht Pflicht, wenn nicht gleich, so jedenfalls mit der Zeit, alle Zweige der Geophysik in das Arbeitsprogramm aufzunehmen. Wieners ursprüngliche Pläne gingen auch mehr oder weniger in dieser Richtung. Ich war aber entschlossen, alle Kraft auf das eine große Problem einzusetzen, in der Hoffnung, einen Durchbruch zu erreichen. Deshalb schob ich — vorläufig — alles andere zur Seite. Mir wurde anboten, den damals schon im Keller des Geologischen Instituts arbeitenden Seismographen zu übernehmen. Ich habe abgelehnt. Eine Anlage für aerologische Aufstiege wurde in Vorschlag gebracht. Ich habe geantwortet, lieber als ein zweites Observatorium Lindenberg anzulegen, begründe ich das erste Institut, um strenge Theorie in die Meteorologie hineinzubringen. Diese Arbeitsrichtung wollte ich auch gleich mit der Begründung einer Publikation unterstreichen, welche Diagnosen atmosphärischer Zustände bringen sollte als Grundlage der eventuellen späteren Prognosen.

Ich hatte als Vorbereitung den ausersehenen ersten Institutsassistenten, Dr. Wenger, schon im Herbst 1912 nach Oslo kommen lassen, um zusammen mit meinem damaligen Carnegie-Assistenten, Dr. Hesselberg (jetzt Direktor des norwegischen Meteorologischen Instituts), und Dr. Sverdrup (später berühmt als Polarfahrer mit Amundsen, nachher Professor in Bergen, und jetzt mit einem ehrenvollen ozeanographischen Auftrage in U. S. A. beschäftigt) die Pläne der Publikation festzulegen und die Ausarbeitung der ersten Diagnose anzufangen.

Am 1. Januar 1913 traf ich in Leipzig ein, und kurz nachher die Assistenten. Die Arbeiten fingen an in dem alten Lokal in der Nürnberger Straße. Bald waren dort 12 Doktoranden erst mit Übungsaufgaben beschäftigt, und dann mit Doktor-

arbeiten, die alle von verschiedenen Gesichtspunkten aus mit dem Hauptproblem in Verbindung standen.

In meiner Antrittsvorlesung am 8. Januar, „Die Meteorologie als exakte Wissenschaft“, habe ich meinen Arbeitsplan entwickelt, *unter schärfster Betonung, daß ich das Prognosenproblem nur als ein rein wissenschaftliches angriff*. Durch den Gedanken an unmittelbare praktische Anwendung wollte ich nicht gestört sein. Ich habe meine Antrittsvorlesung mit den folgenden Worten abgeschlossen:

„Ich würde mehr als froh sein, wenn ich die Arbeit so weit führen könnte, daß ich durch jahrelange Rechnungen das Wetter nur von einem Tag auf den anderen ausrechnen könnte. Wenn nur die Rechnung stimmte, so wäre der wissenschaftliche Sieg errungen. Die Meteorologie wäre dann eine exakte Wissenschaft, eine wirkliche Physik der Atmosphäre geworden. Und wenn wir erst so weit wären, würden sich auch schon praktische Folgen einstellen.“

Es kann Jahre erfordern, um einen Tunnel durch einen Berg zu bohren. Mancher Arbeiter wird den Tag des Durchschlages nicht erleben. Aber das hindert nicht, daß später andere mit Schnellzugsgeschwindigkeit den Tunnel hindurchfahren können.“

Soviel über das Programm, mit dem das Institut anfang.

Das erste Heft der Publikation des Instituts, „Synoptische Darstellung atmosphärischer Zustände über Europa“, verdient besondere Erwähnung. Wegen der internationalen Zusammenarbeit hat die Meteorologie auch — leider — eine *politische* Seite. Ein Erfolg der theoretischen Arbeit erfordert unbedingt *eine Rationalisierung der in der Meteorologie verwendeten Einheiten*. Hier herrschte eine entsetzliche Verwirrung. Im Jahre 1912 hatte die Internationale Aerologische Kommission in Wien getagt, und dort war es mir gelungen, nicht ohne Kampf, durchzusetzen, daß die Kommission die Anwendung rationeller, dem CGS-System entnommener Einheiten, in der Aerologie empfohlen hat. Jetzt hieß es die von der Kommission empfohlene Reform vor einer höheren Instanz in der internationalen meteorologischen Hierarchie zu verteidigen, bei der Tagung des Internationalen Meteorologischen Komitees, die zu Ostern 1913 in Rom stattfinden sollte. Dank forciert Arbeit aller Mitwirkenden konnte ich das erste Heft der Publikation des Instituts nach Rom mitbringen und an der Hand desselben klar die Vorteile der rationellen und die Nachteile der irrationellen Einheiten auseinandersetzen. Es wurde, wieder nicht ohne Kampf, ein Sieg errungen, und zwar der erste entscheidende Sieg in *einem langen Feldzug*, der schließlich dahin geführt hat, daß jetzt nicht nur in der Aerologie, sondern in der gesamten Meteorologie restlos rationelle Einheiten aus dem CGS-System verwendet werden. Es verdient in dieser Verbindung bemerkt zu werden, daß das Millibar die einzige dem metrischen System angehörige Einheit ist, die in der ganzen Welt eingeführt ist.

Der Erfolg gab Kraft durch Freude, wenn ich mich so aussprechen darf. Die Arbeit am Institut ging mit erhöhtem Eifer weiter. Die Praktikanten bekamen der Reihe nach je einen internationalen Tag zur Ausarbeitung nach dem Muster

des ersten Heftes. In der Weise entstanden eine Anzahl von Heften — einander vorläufig ziemlich gleich. Diese Gleichförmigkeit war aber nicht unser Ziel. Die ersten Ausarbeitungen bezweckten nur, den passenden Rahmen zu finden, in den das noch unbekannte Neue einzufügen war, je nachdem es zum Vorschein kam. Mit Rücksicht hierauf war das *große Format* gewählt und Erweiterung geplant. Für die Karte am Erdboden sollte besonders nicht bloß das unmittelbar zugängliche telegraphische Material der täglichen Wetterkarten verwertet werden, sondern es sollten alle zugänglichen Beobachtungen eingesammelt und benutzt werden.

Ich stelle mir jetzt die Frage: Was wäre erfolgt, wenn wir dieses Programm hätten durchführen können? Die großen atmosphärischen Diskontinuitätsflächen und ihre Schnittlinien mit dem Erdboden hätten uns schwerlich entgehen können. Die gesamte „Polarfrontmeteorologie“ oder „Luftmassenmeteorologie“ wäre dann, sofern ich beurteilen kann, in Leipzig entstanden.

Aber das Schicksal hatte anders bestimmt. Der Weltkrieg kam dazwischen. Der eine nach dem anderen von den Doktoranden wurde zum Kriegsdienst eingezogen, fünf, um zu fallen. Darunter einer, H. Petzold, der als Doktorarbeit eine Untersuchung über Konvergenzlinien bekommen hatte, die — wäre sie nicht unterbrochen worden — vielleicht die Polarfrontmeteorologie angebahnt hätte. Dann kam die Reihe an die Institutsassistenten. Schließlich waren an der Arbeit nur zwei Damen und meine beiden damals sehr jungen norwegischen Carnegie-Assistenten, der eine mein Sohn, J. Bjerknes, jetzt Professor in Bergen, der andere, H. Solberg, jetzt Professor in Oslo.

Unter diesen Umständen war an eine Erweiterung der Arbeit nicht zu denken. Bessere Zeiten erwartend, suchten wir nur innerhalb der Grenze unserer Kräfte die angefangene Arbeit weiterlaufen zu lassen, das verkleinerte Format der Publikation zeigt unsere bescheideneren Ansprüche. Eine Spezialarbeit aus dieser Zeit des Rückschlages muß ich aber erwähnen, die einen wertvollen Keim enthielt.

In den Kolloquien, die in der kurzen Blütezeit des Instituts regelmäßig abgehalten wurden, war nicht nur einmal, sondern mehrmals Helmholtz' meteorologische Abhandlung aus dem Jahre 1888 „Über atmosphärische Bewegungen I“ referiert worden. Mehrmals aus dem Grunde, daß der Referent meinte, einen Rechenfehler bei Helmholtz entdeckt zu haben. Dadurch wurde ich selbst zu einem sehr eingehenden Studium der gedankenreichen, aber dunkel geschriebenen Abhandlung geführt. Der Rechenfehler war beim Referenten, nicht bei Helmholtz. Wenn wir aber die Abhandlung auf Grundlage unseres jetzigen Wissens lesen, so ist sie sehr interessant. Helmholtz hat gewissermaßen die „Polarfront“ *im Geiste gesehen*, allerdings in schematischer Form, als ein einfacher Parallelkreis, der unaufhörlich entsteht, um durch Verwirbeln wieder vernichtet zu werden. Diese „Polarfront“ machte auf mich damals keinen tieferen Eindruck, sie war ja nicht auf den täglichen Karten zu sehen, und offenbar hat auch Helmholtz selbst sie vergebens auf den Hoffmeyer-Karten des Atlantischen Meeres gesucht. Am Ende der Abhandlung macht er aber in Verbindung mit dieser Polarfront darauf



aufmerksam, daß das Verwirbeln immer mit einer Wellenbildung anfangen muß. Dies könnte aussehen, als hätte er die Wellentheorie der Zyklonenbildung vorausgeahnt. Es ist aber sicher nicht der Fall gewesen. Denn in derselben Abhandlung spricht er von Zyklonen und Antizyklonen als selbständigen Gebilden, ohne sie mit seiner Polarfront in Verbindung zu bringen. Und in den beiden folgenden Abhandlungen, wo er die Theorie der durch Instabilität gebildeten Helmholtz-Wellen entwickelt, erwähnt er die Zyklonen überhaupt nicht. Er hat offenbar nur an *Kleinwirbel* gedacht.

Bei mir erweckten aber Helmholtz' dunkle Worte die Frage: Kann eine Verbindung bestehen zwischen Wellen und den Großwirbeln, die wir Zyklonen nennen? *Können die Zyklonen als Wellen anfangen?* Einerseits schien mir der Schluß zwingend: Jede Störung muß klein anfangen, und dabei, wie Helmholtz sagt, eben als Welle. Andererseits schien mir aber der Sprung von Welle zu Zyklone unbegreiflich groß, erst nach der empirischen Entdeckung der Polarfrontfläche sollte sich dieses Paradoxon auflösen. Das Paradoxon ließ mir aber keine Ruhe. Ich hoffte durch Durchmusterung aller möglichen Wellenarten die Aufklärung zu finden, und fing an, mich mit der Theorie innerer Schwerewellen zu befassen — eine einleitende Abhandlung erschien in den Berichten der Leipziger Akademie. Aber die Arbeit wurde mir immer schwerer, es war der „Kohlrübenwinter“ 1916—17, — eine Ernährung, die die geistigen Kräfte aufrechterhalten könnte, war nicht mehr zu haben.

Dies war die Situation, als ich im Frühjahr 1917 einen Ruf nach Bergen in Norwegen erhielt. Dies brachte mich in große Verlegenheit. Einerseits fragte ich mich: Ist es richtig, das neu gegründete Institut in kritischer Zeit zu verlassen? Andererseits: Kann ich jetzt mehr in Leipzig für die Lösung der Aufgabe machen, für die ich gekommen bin? Und als ich erzielt hatte, daß mein erster Assistent und wirklicher Mitbegründer des Instituts, Dr. Wenger, von seinem Dienst als Feldmeteorologe zurückgerufen wurde, um mir als Professor und Direktor des Geophysikalischen Instituts nachzufolgen, habe ich mich entschlossen, nach meinem Vaterlande zurückzukehren. Im August 1917 bin ich von Leipzig nach Bergen ungezogen. Es wurde verabredet, daß, sobald bessere Zeiten kamen, eine intime Mitarbeiterschaft Leipzig-Bergen erfolgen sollte, zur Durchführung des Leipziger Programms.

Was konnte ich aber jetzt in Bergen leisten?

Wenger hatte die Absicht, die Leipziger dreidimensionale Diagnosenarbeit aufzunehmen, sobald wieder im Geophysikalischen Institut brauchbare Arbeitsbedingungen vorhanden waren. Es hatte keinen Zweck, diese Arbeit in Bergen zu doublieren.

Auch in Norwegen war aber alles wegen des Weltkrieges abnorm. Der alte Wetterdienst fungierte äußerst unvollkommen. Denn die grundlegenden Telegramme von auswärts kamen während des Krieges nicht. Mehr als je war aber ein solcher Wetterdienst wünschenswert. Denn jede Zufuhr von auswärts war erschwert, und die lebenswichtigen Betriebe der Landwirtschaft und der Fischerei



brauchten jede denkbare Stütze. Ich mußte überlegen, ob es nicht meine Pflicht wäre, etwas in praktischer Richtung zu versuchen. Meine Bedenken waren schwer. Selbst hatte ich keine Ausbildung als praktischer Meteorologe. Dementsprechend hatte ich in Leipzig aufs schärfste mein rein wissenschaftliches und sogar ganz unpraktisches Ziel betont. Bei dem Fehlen der grundlegenden Wettertelegramme von auswärts war auch nur ein sehr beschränkter Erfolg zu erwarten. Nach theoretischen Überlegungen und gestützt auf die in Leipzig gemachten Erfahrungen, glaubte ich jedoch mit der Möglichkeit eines beschränkten Erfolges für ganz kurzfristige Prognosen rechnen zu können, vorausgesetzt, daß wir im eigenen Lande ein *hinlänglich dichtes Beobachtungsnetz anlegen konnten, um das Wetter sozusagen unter das Mikroskop zu bringen*. Und auf wissenschaftlich Neues war dabei auch zu hoffen, um so mehr, als wir das Wetter eben an der stürmischsten und meteorologisch ereignisvollsten Küste Europas vor uns hatten.

Ein günstiger Umstand war die partielle Mobilmachung zur Neutralitätswehr. Auf einer dichten Reihe der äußersten Inseln hatte unsere Marine Beobachtungsposten eingerichtet, wo erfahrene Seeleute jedes Geschehen in unseren Gewässern beobachteten. Die instrumentelle Ausrüstung dieser Posten war ein Doppelfernrohr und eine Peilscheibe, die letztere, um durch Doppelpeilung feststellen zu können, ob was Unerlaubtes in unseren Gewässern stattfand. Als ersten einleitenden Versuch erzielte ich gleich, daß diese Posten dreimal täglich Wettermeldungen telephonisch nach Bergen einsenden sollten, nämlich Windrichtung nach der Peilscheibe, Windstärke und Wetter nach Seemannsschätzung. Als die Regierung später Mittel zur Verfügung stellte, wurde ein Beobachtungsnetz auch im Innern des Landes errichtet, *zehnmal so dicht als das vor dem Kriege existierende*.

War die instrumentelle Ausrüstung der neu errichteten meteorologischen Stationen karg, so hat dennoch selten eine wertvollere Stationsreihe als die längs der Küste existiert. Denn alle diese Stationen waren in höchstem Grade, was wir jetzt *repräsentativ* nennen, d. h. von den lokalen Verhältnissen unbeeinflußt.

In diesem Stationsnetz konnten die schon in Leipzig studierten Konvergenzlinien genauer untersucht und in Beziehung zu den Temperatur- und Wetteränderungen gebracht werden. Es entwickelten sich die verwandten Begriffe der *Diskontinuitätslinie* oder der *Front*, die sich für das Verständnis des Wettergeschehens sehr fruchtbar zeigten. Allerdings waren die Fronten keine wirklichen Neulinge in der Meteorologie. Besonders stark entwickelte Kaltfronten waren schon oft beobachtet und beschrieben (Durand-Greville, Köppen, v. Ficker u. a.), aber durch die jetzt *immer schärfere Wetterkartenanalyse* traten die früher nur als Ausnahmeerscheinungen beobachteten *Diskontinuitätslinien als tägliche Gäste auf den Wetterkarten auf*.

In dieser Weise wurden allmählich die jetzt so bekannten Tatsachen der „*Polarfrontmeteorologie*“ oder der „*Luftmassenmeteorologie*“ gefunden. Man lernte die großen atmosphärischen Diskontinuitätsflächen kennen, die sich, je nach ihrer Bewegungsrichtung, als „*Kaltfronten*“ oder als „*Warmfronten*“ am Erdboden zu erkennen gaben. Es wurde beobachtet, *wie die Zyklonen mit einer wellenförmigen*

*Vertiefung in einer Diskontinuitätsfläche anfangen.* Die Vertiefung nahm zu, mit dem Erfolg, daß die ursprüngliche Welle durch das Bergeronsche *Okklusionsstadium* sich allmählich in einen Horizontalwirbel umbildete. Das Paradoxon von dem Wellenursprung der Zyklonen war aufgeklärt, und die — schwierige — *Ausarbeitung der mathematischen Theorie der Zyklonenbildung konnte anfangen.* Und schließlich: die praktische Wettervorhersage, die sich auf dieser Grundlage entwickelte, verlief sozusagen von selbst nach dem von Anfang an aufgestellten Programm: die Ortsveränderungen der bewegten Luftmassen zu bestimmen, und die Zustände, in denen sie anlangen. — Alles aber nach schnellen Schätzungen, nicht durch die jahrelangen Rechnungen, die ich in meiner Antrittsrede in Leipzig in Aussicht gestellt hatte. Die Gedächtnisbilder blieben immer noch nützlich, aber nicht mehr die Hauptsache: der Tunnel war, wenn nicht fertig, so doch schon befahrbar.

Damit soll nicht gesagt sein, daß das Problem in endgültiger, exakter Weise gelöst ist. Da aber die Lösung im Prinzip nach dem für das mathematische Problem formulierten Programm verläuft, sind die Aussichten für die weitere Entwicklung in exakter Richtung verheißungsvoll: Man wird immer mehr *von der „Kunst“ zu der Wissenschaft der Wettervorhersage kommen.* Und wie es auch damit in der Zukunft weitergehen wird, so ist es jetzt eine Tatsache, daß sich die neuen Methoden der Wetteranalyse und Wettervorhersage über die ganze Erde verbreiten, von Land zu Land, von Weltteil zu Weltteil, von der nördlichen zur südlichen, von der östlichen zur westlichen Halbkugel.

Ich komme jetzt zu der Frage: *Wie groß ist der Anteil der Leipziger Schule an diesem Umschwung in der Meteorologie?*

Einleitend bemerke ich: Es ist verschiedentlich von einem Gegensatz zwischen der alten Leipziger und der nachfolgenden Bergener Schule geredet worden. Als vermutlich bester Kenner der Sache kann ich sagen: ein solcher Gegensatz hat nie bestanden. Die eine Schule ist die direkte Fortsetzung der anderen, nur nahm die Arbeit zwangsweise verschiedene äußere Formen an.

Weiter: Über den gegenseitigen Anteil der beiden Schulen läßt sich nichts Gerechtes schließen nach dem, was literarisch vorliegt. Die Arbeit in Leipzig brach zusammen als Folge des Weltkrieges, ehe noch endgültige Resultate allgemeiner Art erzielt waren, geschweige denn literarische Form angenommen hatten. Und zwar ist auch das, was in literarischer Form von Bergen vorliegt, sehr unvollständig, hier aus einem anderen Grunde: Unsere jungen Wissenschaftler arbeiteten als praktische Meteorologen, und machten als solche so großen Nutzen, besonders für die Fischerbevölkerung, daß sie dafür mit immer zunehmender Überhäufung durch Pflichtarbeit bedankt wurden. Es wurde ihnen nur sehr wenig Zeit freigelassen, die in Fülle einströmenden neuen Resultate in Abhandlungen zu publizieren, oder Belege für die vorläufig publizierten Resultate zu bringen, geschweige denn die nicht ausbleibenden Angriffe zu beantworten. Mehr als durch wissenschaftliche Abhandlungen wurden die Resultate der Bergener Schule bekannt durch die immer zahlreicheren Besuche fremder Meteorologen in Bergen, und durch

die dadurch erfolgten Einladungen an die norwegischen Meteorologen, kürzere oder längere Zeit als Instruktoren an verschiedenen der großen meteorologischen ausländischen Institute tätig zu sein.

Auf Grundlage der im Druck vorliegenden Dokumente läßt sich somit kein gerechtes Urteil fällen über die gegenseitigen Anteile Leipzigs und Bergens an dem Enderfolg, ja selbst nicht über die persönlichen Verdienste der einzelnen Teilnehmer. Dazu ist diese Umwälzung in der modernen Meteorologie in allzu extraordinärer Weise verlaufen. Nur wer alles selbst durchgemacht hat, ist hier einigermaßen urteilsfähig. Und ich bin der schließlich einzige, der *alles* persönlich mitgemacht oder durchgemacht hat.

Als solcher sage ich: Wie unscheinbar von außen gesehen *der Anteil Leipzigs* an den Enderfolgen in Bergen scheinen kann, so ist dieser Anteil nicht bloß groß, sondern *für den Enderfolg unentbehrlich gewesen*.

An das Wagestück, das ich in Bergen machte, unter scheinbar so schwierigen Verhältnissen einen Wetterdienst zu errichten, hätte ich überhaupt nicht denken können, wenn ich nicht die fünfjährige Arbeit in Leipzig hinter mir gehabt hätte. Ja, ich hätte es auch nicht wagen können, wenn ich nicht zwei Mitarbeiter zur Verfügung gehabt hätte, die sich in Leipzig in die Gedankengänge der Leipziger Schule vollständig hineingelebt hatten, nämlich meine beiden Carnegie-Assistenten, deren Namen ich früher genannt habe. Ich muß hier hinzufügen, daß in Bergen noch ein dritter hinzukam, der gleich von den leitenden Ideen ergriffen wurde, und sich mit Begeisterung, Feuereifer und durchdringender Intuition in die Arbeit hineinwarf: das war der Schwede Bergeron, nicht am wenigsten bekannt als der Entdecker der Okklusion.

Diese drei haben den neuen Wetterdienst geschaffen.

Ich mache hier eine wichtige Digression. Mit der Verzweigung der Wissenschaft folgen immer weiter differenzierte Anforderungen an die geistigen Voraussetzungen der Wissenschaftler. Man kann nicht einem jeden sonst hochstehenden Wissenschaftler die verantwortungsvolle Arbeit an der Wetterkarte anvertrauen. Der moderne Meteorologe hat vor sich eine Arbeitskarte, wo das Rohmaterial der Beobachtungen durch mehrere Tausende von verschiedenen Zahlen und Zeichen (auf der deutschen Wetterkarte z. Z. etwa 10000) eingetragen ist. *Das Bild der Wettersituation, das der Meteorologe ableitet, darf nicht im Widerspruch sein mit einer einzigen der als sicher anzusehenden Beobachtungen.* Zur Lösung dieser Aufgabe gehören zwei unentbehrliche Eigenschaften, ein hoch entwickeltes *Kombinationsvermögen*, und ein sicheres *räumliches Vorstellungsvermögen*. Selbst nicht alle Mathematiker haben diese beiden Fähigkeiten vereint, und es gibt Wissenschaftler, die in beiden Beziehungen schwach sind und dennoch in ihren Wissenschaften gute Erfolge haben. Ich bin einem Fall begegnet, wo ein junger Mann, der ganz ausgesprochene Gaben für Instrumentenbau und physikalische Experimentiertechnik hatte, sich an der Wetterkarte ganz unvermögend zeigte. Andere können sich durch Fleiß die Methoden der Wetteranalyse aneignen und zuverlässige Techniker in dem Fache werden. Aber nur die bevorzugten, die die



genannten Spezialgaben zugleich mit Intuition und konstruktiver Phantasie verbinden, können auf diesem Gebiete wissenschaftlich vorangehen. In den Händen solcher Forscher hat sich die moderne Wetterkarte zu einem grundlegenden — *immateriellen* — *Instrument der Physik der Atmosphäre entwickelt*, entsprechend den materiellen Instrumenten der Laboratorienphysik.

Ob ich selbst in jüngeren Jahren die erforderliche Kombination von Gaben gehabt hätte, um schöpferisch auf der Wetterkarte zu arbeiten, weiß ich nicht. Es wurde mir aber bald klar, daß ich in dieser Beziehung mit meinen jungen Mitarbeitern gar nicht konkurrieren konnte. Ich fand es deshalb unbedingt vorteilhaft für den Erfolg, die empirische Arbeit auf der Wetterkarte diesen Mitarbeitern zu überlassen, ihnen die volle Ehre für ihre Errungenschaften zu lassen, und mich selbst, indem ich gespannt ihren Resultaten folgte, mit den hinterliegenden theoretischen Fragen zu beschäftigen.

Eine wichtige Lehre für die Zukunft bleibt aber diese: Es heißt die richtige Auswahl für die Meteorologenstellungen zu treffen. Dies darf bei der künftigen Meteorologenerziehung nicht vergessen werden. Wenn man in der Zwangslage ist, plötzlich eine Massenausbildung vornehmen zu müssen, so darf man nicht gleich von Anfang an zu hohe Anforderungen an die Resultate stellen.

Nach dieser, wie ich glaube, wichtigen Digression kehre ich zu der Frage Leipzig-Bergen zurück.

*War die Leipziger Vorbereitung eine notwendige Bedingung für den Enderfolg in Bergen, so wäre auch umgekehrt die ganze Arbeit des Leipziger Instituts zu meiner Zeit ein nutzloser Stoß in die Luft geblieben, wäre nicht die Fortsetzung in Bergen erfolgt.*

Daß aber dennoch der intime Zusammenhang Leipzig-Bergen so wenig nach außen auffällt, hängt auch mit der Tragödie zusammen, daß mein erster Nachfolger, Prof. Wenger, im Jahre 1922 an der spanischen Krankheit gestorben ist, eben, als er die unterbrochene Leipziger Arbeit unter voller Berücksichtigung der neuen Bergener Errungenschaften wieder aufnehmen wollte.

Ein Nachfolger aus der alten Leipziger Schule war nach ihm nicht mehr zu haben. Dem zweiten Nachfolger, dem jetzigen Direktor Weickmann, wäre es auch nicht leicht gewesen, den jetzt schon zum zweiten Male abgerissenen Faden weiterzuspinnen. Er hatte auch näherliegende Anfangsaufgaben.

Die Erde besteht ja, wie schon früher gesagt, nicht bloß aus Atmosphäre. Es kommen noch die *Hydrosphäre* und die *feste Erde* hinzu, und die Geophysik ist dementsprechend *dreiteilig* verzweigt. Ich hatte alle Kräfte des Instituts auf die Lösung einer einzigen Aufgabe eingesetzt, um auf einem Punkt einen Durchbruch zu erzielen. So kann aber ein geophysikalisches Institut nicht auf die Dauer fortsetzen. Wie im Krieg, so ist es in den friedlichen Feldzügen der Wissenschaft: zwei Wege versprechen große Erfolge, *Durchbruch* oder *Umfassung*. Der Durchbruch war schon zu einem gewissen Grade erfolgt. Der dritte Direktor fand mit Recht, daß jetzt die Zeit der *Umfassung* gekommen war. Er sah es als seine erste Pflicht an, meine alten Versäumnisse gutzumachen und *das Institut allseitig auszubauen*.



Er hat das *Musterobservatorium Kolnberg* errichtet. Dort arbeitet jetzt der Seismograph, den ich zu meiner Zeit abgewiesen habe, dort kann man jetzt seismographisch sowohl den Luftdruck gegen den Erdboden, als auch die Wirkung der Brandung auf die norwegische Küste registrieren; von dort aus wird jetzt an den internationalen aerologischen Aufstiegen teilgenommen, dort wird in verschiedenen Formen Mikrometeorologie und Biometeorologie getrieben. Im Leipziger Institut wird täglicher Wetterdienst zu Forschungs- und Übungszwecken getrieben.

Das *internationale* Vertrauen des Direktors ist durch seine Wahl zum Präsidenten der Internationalen Aerologischen Kommission unterstrichen worden. Sein Ansehen *im Reiche* bezeugt der ihm vor zwei Jahren gegebene ehrenvolle Auftrag, das Reichsamt für Wetterdienst zu leiten. Nach vollführtem Auftrag ist er zu seiner Leipziger Stellung zurückgekehrt, aber um immer noch wissenschaftlicher Berater des Reichsluftfahrtministeriums zu bleiben. Die neue Reichswetterdienst-Organisation ist schon von englischen, japanischen, italienischen, amerikanischen und finnischen Delegationen studiert worden.

Diese Reorganisation ist wesentlich im Geiste der Leipziger und der Bergener Schule ausgeführt worden.

Und zuletzt, als Beweis der vollen Verständigung der Leipziger und der Bergener Schule, kann ich folgendes mitteilen. Die direkte Zusammenarbeit Leipzig-Bergen, die wegen Prof. Wengers Tod nicht zustande kam, wird jetzt zur Wirklichkeit: Die Geophysikalischen Institute in Leipzig und Bergen werden jetzt zusammengehen für die Bearbeitung der Ergebnisse der internationalen aerologischen Aufstiege. Die Aufgabe, auf die ich zu meiner Zeit die ganze Kraft des Instituts einsetzte, wird wieder ein Hauptpunkt in dem Programm des Instituts werden. Und zwar sind die Aussichten auf Erfolg jetzt ganz andere als zu meiner oder zu Wengers Zeit: die Technik der aerologischen Aufstiege hat außerordentliche Fortschritte gemacht. Eine zu frühe Wiederaufnahme dieser Arbeit wäre vielleicht nicht vorteilhaft gewesen. Jetzt können wir aber hoffen, daß die Bearbeitung zu recht vollständigen Diagnosen atmosphärischer Zustände führen wird, und zu eingehenden Kenntnissen des Geschehens in der Atmosphäre. Und vielleicht kann man auf dieser neuen Grundlage auch das Problem von der streng rechnerischen Prognosenmethode wieder aufnehmen.

Denn trotz aller Fortschritte ist dies Problem nicht gelöst, und wird es vielleicht nie in befriedigender Weise werden. Aber dabei vergesse man nicht: *Eben die fernen, vielleicht unlösbaren Probleme haben manchmal in der Wissenschaft eine Bedeutung weit über die nahen, unmittelbar greifbaren Probleme hinaus.* Das Steuern nach einem fernen Ziel gibt festen Kurs. Das lehren uns die Seeleute, die nach den Sternen steuern, nicht um sie zu erreichen, sondern eben, um sich festen Kurs zu sichern.

Ich beglückwünsche das Geophysikalische Institut zu den vollführten ersten 25 Jahren. Ich spreche dem Direktor meine Anerkennung aus für das in seiner Zeit Erzielte. Ich schließe mit meinen besten Wünschen für die Zukunft des Instituts, und füge hinzu: *Vergeßt nicht, nach den Sternen zu steuern!*

## Zum Aufsatz von Th. Koulomzine und A. Boesch über die Vertikal-Feldwaage\*)

Von Adolf Schmidt, Gotha

Es wird darauf hingewiesen, daß die von K. u. B. geübte Kritik nicht die nach dem Entwurf des Verfassers von R. Toepfer (i. F. O. Toepfer u. S.) für die Potsdamer Magnetwarte gebaute, kürzlich im Deutschen Museum in München aufgestellte Waage trifft, sondern sich ausschließlich auf die älteren Typen der etwas vereinfachten, von den Askania-Werken serienmäßig hergestellten Instrumente bezieht. Der bei diesen unter Umständen mögliche Fehler wird abgeschätzt und seine sachliche Bedeutung gewürdigt. Diese wird durch die Feststellung vermindert, daß der Wunsch, die einzelnen Z-Werte auf 1  $\gamma$  genau zu erhalten, wesentlich über das Erreichbare wie auch über das von Anfang an ausdrücklich bezeichnete Ziel hinausgeht.

Zu der unten genannten Abhandlung, die sehr verspätet zu meiner Kenntnis kam, habe ich mich seinerzeit nicht geäußert, weil ich mit den Ausführungen der Verfasser durchaus einverstanden war und die von ihnen daraus gezogene praktische Folgerung nur billigen konnte. Die Abtrennung der eigentlichen Waage von der mit ihrem Konus in den Stativkopf verlegten Schwenkachse hat ja nur einen äußerlichen Nebenzweck und setzt voraus, daß die Verkoppelung der beiden Teile beim Aufstellen des Instruments an verschiedenen Stationen stets genau in derselben gegenseitigen Lage erfolgt. Wenn die Erfahrung zeigt, daß dies (zumal im Alltagsgebrauch durch oft nicht besonders geübte Beobachter) nicht immer mit hinreichender Sicherheit verbürgt ist, muß die Rücksicht auf jenen Nebenzweck zurücktreten.

So hätte ich nur zu sagen gehabt, was mir als bloße Einzelheit zu unwichtig erschien, daß die von K.-B., S. 178 erhobene Beanstandung *keine* Anwendung auf die Feldwaage findet, die Herr Feinmechaniker Reinhold Toepfer nach meinen Anregungen in mehrjährigen Versuchen unter langdauernden Prüfungen im Observatorium gebaut hat, und die ich im Anschluß an eine eingehende Erprobung im Gelände ausführlich beschrieben habe\*\*). Denn diese Versuchswaage, wie ich sie nennen will, obgleich sie in ihrer endgültigen Ausführung ein vollwertiges Instrument ist, bietet in dem um seine Längsachse drehbaren, ein hinreichend empfindliches Niveau ( $1^p = 1'$ ) tragenden Fernrohr das Mittel, um den Fehler zu eliminieren, der im Falle ungenauer Verkoppelung entsteht.

---

\*) Th. Koulomzine und A. Boesch: Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt. Zeitschr. f. Geophys. 8, 166 (1932). Im folgenden kurz K. B. genannt.

\*\*) Ad. Schmidt: Ein Lokalvariometer für die Vertikalintensität. Ber. über d. Tätigkeit d. Pr. Met. Inst. im Jahre 1914, S. (109). 2. Mitteilung. Ebenda im Ber. f. das Jahr 1915, S. (87); im folgenden angeführt als A. S. I und A. S. II.

Durch einen zufälligen Umstand wieder an die Sache erinnert, glaube ich nun doch im Hinblick auf die ungeahnt weite Verbreitung\*), die das Instrument gefunden hat, noch nachträglich darauf zurückkommen zu sollen, um eine möglichst vereinfachte Darstellung des Sachverhalts zu geben, die gleichzeitig Gelegenheit zu einigen weiteren Bemerkungen bietet.

Die in der Richtung vom Südpol zum Nordpol (in Lage I also von W nach E, in Lage II von O nach W) beziffert zu denkende Okularskala des Fernrohrs habe ihren Nullpunkt auf dem Striche, dessen Spiegelbild beobachtet wird. Die Ablesungen  $s_1$  und  $s_2$  stimmen dann zahlenmäßig mit denen überein, die man am Einfallslot des Magnetspiegels auf einer Skala vom Strichwert 2.5 und demselben Nullpunkt erhielte. Sie geben somit den am oberen Hauptpunkte des Fernrohr-objektivs vom Nullstrahl und der Spiegelnormale gebildeten Winkel an, der bis auf eine für die relative Messung (bei der nur der Unterschied der Magnetlage an zwei Stationen in Betracht kommt) gleichgültige Konstante die Abweichung der magnetischen Achse von der Horizontalen mißt.

Steht die Achse, um die die Waage aus der einen in die andere Lage umgelegt wird, vertikal und stimmt ihre Richtung mit derjenigen des Nullstrahles überein, so muß offenbar  $s_1 = s_2$  sein.

A. Wird nun das Instrumen. in den Winkel  $\nu$  nach Osten geneigt, so geht, da der Magnet und deshalb auch die Spiegelnormale ihre Stellung im Raume dabei nicht ändert,  $s_1$  in  $s_1 - \nu$ ,  $s_2$  in  $s_2 + \nu$  über. Das Mittel  $s$  bleibt also ungeändert.

Es kann überraschen, ja paradox erscheinen, daß man die Neigung der magnetischen Achse gegen die Horizontale erhält, ohne ein Niveau zu benutzen. Die Erklärung liegt darin, daß sich der Magnet und daher auch die Spiegelnormale beiderseits symmetrisch zur Vertikalen einstellt. Die Waage ist daher gewisser-

---

\*) Nach einer Mitteilung von Herrn Prof. Schlomka sind bis Ende 1936 von verschiedenen Firmen insgesamt gegen 1000 Stück in den Verkehr gebracht worden. zuerst (seit 1920) und vorwiegend von den Askania-Werken in Berlin, denen Herr R. Toepfer längere Zeit angehörte, nachdem durch die Dissertationen von Dr. Schuh und Dr. Moll in Rostock die Aufmerksamkeit darauf gelenkt worden war, daß sich die Waage zur Mutung auf Öl eigne. Ich habe damit nie etwas zu tun gehabt, habe daher auch keinen Anteil und kein Verdienst an der technischen Ausgestaltung und an etwaigen Verbesserungen des Gerätes. Das gilt insbesondere von der für die praktische Verwendung nützlichen Hinzufügung einer Temperaturkompensation, die zuerst von Dr. A. Heiland angebracht und dann von Koulomzine und Boesch weiter entwickelt worden ist. Bei der Versuchswaage war zur Vermeidung unnötiger Komplikationen von einer solchen Kompensation absichtlich Abstand genommen worden. Bei ihrer Konstruktion handelte es sich ja vor allem darum, erst einmal festzustellen, ob es überhaupt technisch möglich sei, eine *transportable* Waage von genügender Empfindlichkeit zu bauen, die ihren Zustand (Nullpunkt und Skalenwert) trotz der bei der Ortsveränderung unvermeidlichen Erschütterungen bei wiederholter Neuaufstellung unverändert beibehält. Nach den bekannten mit ortsfesten Lloydschen Waagen gemachten ungünstigen Erfahrungen erschien es durchaus nicht von vornherein sicher, daß der Versuch gelingen werde.



maßen selbst ein Niveau, und zwar mit dem Strichwert  $1^p = 2.5$ . Ist aber hiernach die Hinzufügung einer mit dem Waagekörper fest verbundenen Libelle auch nicht notwendig, so gewährt sie doch den Vorteil einer gegenseitigen Kontrolle der beiden Zeniteinstellungen, ja sie kann sogar sachlichen Wert haben, wenn infolge magnetischer Störung zwischen den beiden Ablesungen  $s_1$  und  $s_2$  bereits eine merkliche Änderung der Vertikalkomponente  $Z$  eingetreten ist.

B. Fällt jedoch die Achse, die man sich nach dem oben Gesagten als vertikal vorstellen darf, nicht mit dem Nullstrahl zusammen, sondern weicht dieser in Lage I nach E, in Lage II nach W um den in derselben Einheit wie  $s$  gemessenen Winkel  $\lambda$  von ihr ab, so geht  $s_1$  in  $s_1 - \lambda$  und  $s_2$  in  $s_2 - \lambda$ , also das Mittel  $s$  in  $s - \lambda$ , über.

Wenn  $\lambda$  konstant ist, also vor allem bei starrer Verbindung der Achse mit dem Waagekörper und dadurch mit dem Fernrohr, fällt  $\lambda$  beim Vergleich zweier Stationen heraus.

Wird aber die Waage mit dem von ihr beim Transport getrennten Achsenzylinder vor der Messung jedesmal neu verbunden, so entsteht die von K. B. mit Recht betonte Gefahr einer gewissen Kippung und dadurch einer Veränderlichkeit von  $\lambda$ , die um so größer ist, je geringer die Breite  $a$  der miteinander fest zu vereinigenden Flächen ist. Diese ist deshalb bei der Versuchswaage möglichst groß ( $a = 7$  cm) gewählt worden. Entsteht nun beim Zusammenfügen beider Teile, etwa durch Staub, eine gewisse Verschiedenheit des Abstandes  $d$  (gemessen in  $\mu$ , d. i. 0.001 mm) an den einander diametral entgegengesetzten Stellen, so ergibt das eine Kippung um  $\delta$  Minuten, und es ist  $\delta \text{ arc } 1' = d : 10000 a$ , also  $\delta = 0.844 d : a$ .

Für  $d = 2 \mu$ ,  $a = 7$  cm folgt  $\delta = 0.1$ . (Damit fast übereinstimmend rechnen K. B. S. 173  $\delta$  zu  $5''$ , ohne aber einzeln anzugeben, welche Beträge sie für  $d$  und  $a$  ansetzen.)

Diese Erwägungen waren geeignet, die Abtrennung der Waage vom Achsenzylinder, auf dem sie bei der Wiedervereinigung mit ihrem vollen Gewicht ruht, unbedenklich erscheinen zu lassen, denn einerseits ist nach den Erfahrungen mit Anschlägen bei sorgfältiger Handhabung die Annahme  $d = 2 \mu$  gewiß nicht zu hoch, andererseits geht die Forderung, daß  $\lambda$  auf 0.1 sicher sein solle, schon über die durch die Schärfe der Ablesung ( $0.1 = 0.25$ ) gezogene Grenze hinaus.

Das Vorhergehende wird gegenstandslos, wenn mit dem Fernrohr ein Niveau verbunden ist, da dieses genau dieselben Neigungsänderungen erfährt wie der Magnet, also die Verschiedenheit von  $\lambda$  an zwei Stationen direkt anzeigt und zu eliminieren gestattet.

Die Versuchswaage besitzt ein solches, sogar in zwei Stellungen zu gebrauchendes und damit noch eine weitere Kontrolle gewährendes Niveau. Man erhält dadurch nicht nur die etwaige Änderung von  $\lambda$  nach jeder Neuaufstellung



des Geräts, sondern den jedesmaligen absoluten Wert von  $\lambda$ , genauer gesagt, das Mittel von  $\lambda$  für die beiden Fernrohrlagen oder, was dasselbe ist, den Winkel der beiden Achsen. (Durch Umlegen um die eine Achse bei Festhaltung der anderen ergibt sich die absolute Neigung der ersten, und entsprechend gewinnt man die Neigung der zweiten und damit den Winkel zwischen beiden.)

Welche Schwankungen von  $\lambda$  tatsächlich beim normalen Gebrauch des Instruments entstehen und zu befürchten sind, darüber geben die Erfahrungen Aufschluß, die auf der Vermessungsreise vom 18. August bis 15. September 1915 gewonnen worden sind (vgl. A. S. II, S. (98). Bei 48 Aufstellungen an 44 Stationen (einschließlich Potsdam vor und nach der Reise) ergab sich der mit  $2\lambda$  identische Unterschied der Werte von  $\Delta Z$  für die beiden Fernrohrlagen im Mittel zu  $0^{\circ}56 \pm 0^{\circ}08$ . Im Jahre zuvor war aus einer kleineren Zahl von Messungen an Punkten in der Nähe des Observatoriums der wenig davon verschiedene Wert  $0^{\circ}42$  und aus den zugehörigen Niveauablesungen sogar ganz damit übereinstimmend  $0^{\circ}56$  gefunden worden. Für  $\lambda$  folgt hieraus  $0^{\circ}28$ , d. i.  $0.7 \pm 0.1$ , und vereinzelte Werte aus den früheren waren ähnlich [vgl. A. S. I, S. (134)]. Diese Ergebnisse im Verein mit der vorausgehenden Abschätzung von  $\lambda$  rechtfertigte den Schluß, daß die Verkoppelung der beiden Teile des Geräts befriedigend sicher erfolge, und daß daher auf ein dem Magnet paralleles Niveau und vor allem auf die Drehbarkeit des Fernrohrs verzichtet werden dürfe, wie es bei der fabrikmäßigen Herstellung der Askania-Waage anfangs geschehen ist. Bis zu welchem Grade man dem noch zustimmen kann, hängt davon ab, welche Leistungen hinsichtlich der Sicherheit und Genauigkeit man von dem Instrument erwarten und fordern kann. Darüber bleibt noch einiges zu sagen.

Die übliche Angabe der Messungsergebnisse für  $\Delta Z$  auf Ganze der Einheit  $\gamma$  ist zweckmäßig. Sie liefert auch in Gebieten mit sehr schwachen magnetischen Gesteinseinflüssen noch eine hinreichende Differenzierung der beobachteten Werte, und sie geht nur wenig über die durch die Ableseschärfe gezogene Grenze hinaus, da man als normalen Skalenwert etwa  $25\gamma$  ansehen kann. (Unter 10 bis  $15\gamma$  wird man kaum hinabgehen können, ohne die Konstanz des Wertes zu gefährden.) Man muß sich aber bewußt bleiben, daß der Wunsch, die Werte von  $Z$  auf  $1\gamma$  *genau* zu erhalten, über das Erreichbare wesentlich hinausgeht.

Die bis auf ein Zehntausendstel ihres Betrages genaue Ermittlung einer physikalischen Größe darf im allgemeinen als eine Präzisionsmessung betrachtet werden, und um diese Grenze zu übersteigen oder auch nur zu erreichen, bedarf es selbst im Laboratorium beträchtlicher Zurüstungen. Das gilt u. a. gerade bei den erdmagnetischen Elementen. Man muß zufrieden sein, wenn die Einzelwerte der im Mittel  $0.2 I'$  betragenden Horizontalintensität auf 1 bis  $2\gamma$  sicher erhalten werden.

Nach diesem allgemeinen Maßstab wird man bei der Vertikalintensität, die in mittleren Breiten etwa  $0.4 I'$  beträgt, keine schärfere Bestimmung als bis auf  $4\gamma$  erwarten können. Die Erfahrungen bei der Ausgleichung der absoluten Basiswerte der Waage in den Observatorien zeigen, daß man mit mittleren Fehlern

von dieser Größe zu rechnen hat\*). Den aus Lokalvariometer-Beobachtungen erhaltenen absoluten  $Z$ -Werten kann man kaum diese Schärfe zuschreiben, ja man wird, da sie Differenzmessungen gegen eine Normalstation darstellen, rein formal mit dem  $\sqrt{2}$ -fachen mittleren Fehler zu rechnen haben. Dementsprechend habe ich bei der Planung des Instruments als zu erstrebendes Ziel den Ansatz von  $0.0001 \Gamma$  gewählt [vgl. A. S. I, S. (120)]. Die Diskussion der auf der schon erwähnten Reise erhaltenen Ergebnisse lieferte auf verschiedenen Wegen mittlere Fehler von 4 bis  $8\gamma$  [vgl. u. a. A. S. II, S. (98)]. Der darin enthaltene Einfluß der aus ungenügender Verbindung der beiden Geräteteile entspringenden und in der Veränderlichkeit von  $\lambda$  zur Wirkung kommenden Fehlerquelle tritt demgegenüber ziemlich zurück. Trotzdem ist er natürlich auszuschalten, was bei den früher gebauten Askania-Waagen durch Anbringen eines mit dem Magnet gleichlaufenden Niveaus, im übrigen aber entweder auf die von Koulomzine und A. Boesch gewählte Art oder durch Rückkehr zur Einrichtung der Versuchswaage geschehen kann. Bei dieser entfällt die Notwendigkeit eines quer zum Magnet liegenden Niveaus, und es kann zur Beobachtung und Berechnung das eine Kontrolle einschließende Schema in A. S. II, S. (91) zur Anwendung kommen.

Wird man hiernach an den einzelnen Stationspunkten selbst bei gleichzeitigen Variationsbeobachtungen an einer nicht sehr entfernten Hauptstation mit einer mittleren Unsicherheit von 5 bis  $10\gamma$  zu rechnen haben, so dürfen auch Abweichungen in der Größenordnung von  $10\gamma$  bei der Rückkehr zum Ausgangspunkt einer Schleife noch nicht als abnorm gelten. Das sind immerhin erst 1 bis 3 Zehntausendstel des Vollwertes, und es handelt sich dabei, was nicht zu vergessen ist, um Ergebnisse von nur wenige Minuten dauernden Einzelmessungen. Und in weitaus den meisten Fällen ist jene Genauigkeit sicher auch sachlich hinreichend. Will man in einzelnen Fällen, etwa zur genaueren Festlegung von Normalstationen, darüber hinausgehen, so hat man dazu ja ein Mittel in wiederholten, streng voneinander unabhängigen Beobachtungen.

Noch ein Punkt sei, obgleich er selten von praktischer Bedeutung sein wird, der Vollständigkeit halber erwähnt. Die Waage stellt das Gleichgewicht zwischen den Wirkungen her, die der Magnet im Schwerfeld und im vertikalen Magnetfeld erfährt. Sie liefert daher unmittelbar die relativen Werte von  $Z$ , wenn die erstere in einem gewissen Gebiet überall denselben Wert besitzt. Ist dies nicht der Fall, so hat man an die erhaltenen Werte eine Korrektur anzubringen, um sie auf einen gleichen Wert der Schwerebeschleunigung  $g$  zu reduzieren und damit untereinander vergleichbar zu machen. Diese Korrektur beträgt unter den zuvor angenommenen Verhältnissen rund 8 bis  $4\gamma$  auf  $0.1 \text{ cm sec}^{-2}$  in  $g$ .

---

\*) Vgl. die ausführlichen Angaben darüber in den „Ergebnissen der Magnetischen Beobachtungen in Potsdam“ im Abschnitt: Variationsbeobachtungen. So betrug z. B. im Jahre 1911 (nach S. 25) die mittlere Abweichung vom ausgeglichenen Gange bei  $H$ :  $\pm 1.2\gamma$  und bei  $Z$ :  $\pm 3.0\gamma$ .

## Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

### 1. Mitteilung

Von **J. Bartels**, Potsdam. — (Mit 1 Abbildung)

Die zeitlichen erdmagnetischen Variationen haben neuerdings für verschiedene Gebiete erhöhte Bedeutung gewonnen: drahtloser Nachrichtenverkehr und Ionosphärenforschung, Höhenstrahlung, Bodenforschung. Zur schnelleren Berichterstattung über den Charakter der Variationen wird deshalb eine zweiziffrige erdmagnetische Kennziffer  $K$  für dreistündige Abschnitte eingeführt;  $K_1$  kennzeichnet die Intensität,  $K_2$  die Form der Variationen. Die Definition von  $K$  wird mit dem Wesen anderer magnetischer Störungsmaße verglichen. Für Januar bis Mitte Mai wird  $K$  nach den Niemegker Registrierungen gegeben, außerdem die Summe der 8 Ziffern  $K_1$  für jeden Tag, nach 27-tägigen Sonnen-Rotationen geordnet.

*1. Bedürfnis nach weitergehenden Angaben über die erdmagnetischen Variationen.* Der Kreis derjenigen, die an den zeitlichen erdmagnetischen Variationen Interesse haben, hat sich neuerdings erweitert: vor allem dadurch, daß die Ionosphäre, als Sitz der Ursache dieser Variationen und als Trägerin drahtlosen Nachrichtenverkehrs, jetzt auch der direkten Erforschung mittels elektromagnetischer Wellen zugänglich geworden ist; ferner durch die kürzlich entdeckte Abnahme der Höhenstrahlung bei starken erdmagnetischen Störungen [1], und schließlich infolge der wachsenden Zahl erdmagnetischer Lokalmessungen, die für die Zwecke der Bodenforschung angesetzt werden und dabei die zeitlichen Variationen eliminieren müssen. Auch für die Sonnenphysik ist der Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung durch erdmagnetische Variationen wertvoll, und zwar sowohl der korpuskularen Strahlung (polare Störungen und Polarlichter, erdmagnetische Stürme, Ringstrom) wie der ultravioletten Strahlung (erkennbar an der Amplitude der tagesperiodischen magnetischen Variationen an ruhigen Tagen, und an kurz-dauernden erdmagnetischen Wirkungen auf der Tagseite der Erde bei ultravioletten Eruptionen auf der Sonne, etwa Eruptionseffekte zu nennen, verbunden mit Schwunderscheinungen im Empfang drahtloser Wellen [2]).

Auf die verwickelte Morphologie der erdmagnetischen Variationen kann hier nicht im einzelnen eingegangen werden; ein kurzer Hinweis auf die hauptsächlichsten bisherigen Störungsmaße soll genügen (Abschn. 2). Eine eingehende Darstellung und Diskussion der Niemegker Variationen zu Anfang des Jahres 1938 ist in Vorbereitung [5]; eine Einteilung der Haupttypen der magnetischen Stürme nach Potsdamer Registrierungen hat M. Rössiger gegeben [6].

*2. Bereits bestehende Maßzahlen für den erdmagnetischen Störungsgrad auf der ganzen Erde.* Der Störungsgrad der zeitlichen erdmagnetischen Variationen schwankt bekanntlich auf der ganzen Erde recht gleichmäßig. Bei stärkeren Störungen — während der eigentlichen erdmagnetischen Stürme, die mehrere Stunden dauern — kommt es niemals vor, daß eine einzelne Station nicht von



dieser Unruhe betroffen ist. Weniger einheitlich verhalten sich die schwächeren Störungsgrade und diejenigen kürzeren Störungen, die bis zu etwa einer Stunde dauern.

Der Störungsgrad während eines bestimmten Zeitabschnittes ist in möglichster Vollständigkeit gegeben durch die Gesamtheit aller erdmagnetischen Registrierungen sämtlicher Observatorien der Erde. Für die Verarbeitung und zur besseren Übersicht werden aus diesem großen Material gewisse Merkmale abgeleitet. Diese Merkmale werden ausgewählt auf Grund unserer Kenntnis der Morphologie der magnetischen Störungen und ihrer physikalischen Natur. Von denjenigen Maßzahlen, die sich auf die ganze Erde beziehen, sind am bekanntesten:

a) *Die internationale erdmagnetische Charakterzahl C* [3]: Jedes Observatorium erteilt jedem 24stündigen Abschnitt, durch Greenwich Mitternacht begrenzt, die Ziffer 0 (ruhig), 1 (mäßig gestört) oder 2 (stark gestört); diese Zahlen werden für etwa 50 Observatorien in De Bilt gesammelt, und der Durchschnitt, auf Zehntel abgerundet, ist  $C$ . Das häufige Vorkommen von  $C = 0.0$  und das gelegentliche Auftreten von  $C = 2.0$  beweisen die oben erwähnte Gleichmäßigkeit des erdmagnetischen Störungszustandes auf der Erde. Diese Zahl bewährt sich für die Auswahl ruhiger und gestörter Tage innerhalb eines Monats, oder für die Untersuchung der 27tägigen Wiederholungsneigung als Folge der Sonnenrotation; da aber Veränderungen im Maßstabe der subjektiven Schätzung nicht ausgeschlossen sind, ist  $C$  nicht geeignet für den Vergleich von Jahresmitteln, etwa in der 11jährigen Sonnenfleckperiode.

b) *Das  $u$ -Maß der erdmagnetischen Aktivität* [4]. Es wird aus den Tagesmitteln der erdmagnetischen Horizontalintensität  $H$  im magnetischen Äquator berechnet und mißt ihre absolute Veränderung von Tag zu Tag im Durchschnitt eines Monats oder Jahres. Die Schwankungen des  $u$ -Maßes folgen der 11jährigen Sonnenfleckperiode recht gut.  $u$  mißt die Schwankungen des homogenen Teiles des erdmagnetischen Außenfeldes, die man anschaulich bezeichnen kann als Schwankungen des Birkeland-Störmerschen Ringstromes um die Erde, nämlich Anwachsen der Ringstromstärke, verbunden mit Abnahme von  $H$ , infolge Ernährung des Ringstromes durch solare Korpuskularstrahlung während eines magnetischen Sturmes, und anschließend allmählicher Zerfall des Ringstromes mit Zunahme (Erholung) von  $H$ .

3. *Einführung der Kennziffer*. Auf Grund von Überlegungen, von denen nur einige in Abschn. 4 wiedergegeben werden sollen, wurde die Einführung einer erdmagnetischen Kennziffer  $K$  geplant, die den Störungszustand nach Art des Schlüssels für Wettertelegramme beschreibt. Ein wesentlicher Schritt besteht in der Unterteilung des Tages in 8 Abschnitte von je 3 Stunden, 0 bis 3 Uhr Weltzeit (Greenwichzeit) usw. Dadurch wird einerseits der Tatsache Rechnung getragen, daß der erdmagnetische Störungszustand sich während eines Tages oft so erheblich ändert, daß es Schwierigkeiten macht, sich für den ganzen Tag für eine einzelne Ziffer zu entscheiden; andererseits würde durch eine weitere Unterteilung, etwa



in stündliche oder halbstündliche Intervalle, nicht so viel gewonnen, daß die erhebliche Mehrarbeit zu rechtfertigen wäre, zumal Interesse an einer schnellen Veröffentlichung besteht. Ferner beruht die Kennziffer nur auf den Registrierungen in Niemegek. Erfahrungsgemäß würden sich praktisch dieselben Ziffern ergeben, wenn man die Registrierungen eines anderen deutschen Observatoriums (etwa Wien, München, Königsberg oder Wingst) zugrunde legen würde. Aus diesem Grunde — und im Interesse der schnellen Ableitung — wird vorläufig darauf verzichtet, Mittelwerte für mehrere Observatorien zu bilden. Bis Vergleiche vorliegen, wird man nach aller Erfahrung annehmen können, daß die Niemegeker Registrierungen auch den erdmagnetischen Störungsgrad in einem Umkreis von etwa 500 km recht genau wiedergeben, und darüber hinaus eine gute Näherung für die Verhältnisse in Europa, mit Ausnahme der nordischen Länder in der Nähe der Polarlichtzone.

$K$  besteht aus 2 Ziffern, von denen jede die Werte 0 bis 9 annehmen kann. Die erste Ziffer  $K_1$  beschreibt den Störungsgrad nach den Registrierungen der

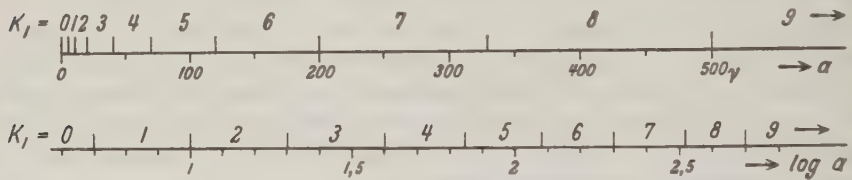


Fig. 1

erdmagnetischen Elemente (Deklination  $D$ , Horizontalintensität  $H$ , Vertikalintensität  $Z$ ) durch die Amplitude  $a$  der äußersten Abweichungen eines dieser Elemente von einem ausgeglichenen (tagesperiodischen) ruhigen Verlauf. Die Grenzen für  $K_1$  sind folgendermaßen gewählt ( $1 \gamma = 0.00001$  CGS-Einheiten):

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$a =$	.. 5	.. 10	.. 20	.. 40	.. 70	.. 120	.. 200	.. 330	.. 500	.. $\gamma$ .

In Fig. 1 ist diese Skala oben linear und unten logarithmisch aufgetragen. Man erkennt, daß die Skala von  $K_1 = 0$  bis  $K_1 = 4$  genau nach Potenzen von 2 fortschreitet, nach oben hin etwas weniger schnell. Die Wahl der Stufen war einerseits dadurch bestimmt, daß die Grenzen für  $a$  runde Zahlen sein sollten, daß andererseits  $K_1 = 0$  völlige Ruhe bedeuten sollte, und daß schließlich die Stufe 9 auch bei (seltenen) Großstörungen wirklich vorkommen sollte. Einem Tage, an dem mindestens ein dreistündiges Intervall mit  $K_1 = 6$  vorkommt, würden wahrscheinlich die meisten Observatorien außerhalb der Polarlichtzone den Charakter 2 nach der internationalen Skala geben. Die Skala für  $K_1$  gestattet im Vergleich dazu eine Differenzierung der stärkeren Störungsgrade. Ähnlich liegen die Verhältnisse an der unteren Grenze: ein Tag, bei dem alle Tagesachtel  $K_1 = 0$  haben, muß wirklich ungewöhnlich ruhig sein.

Die zweite Kennziffer  $K_2$  enthält Angaben über die *Kurvenformen*. Die Ziffer 0 bedeutet glatten Verlauf. Die Ziffern 1 bis 3 zeigen *Pulsationen* (Elementarwellen) an, schnelle Variationen von kurzer Periode (im allgemeinen weniger als 3 Minuten Abstand von einer oberen Zacke zur nächsten, bei regelmäßigen und starken Pulsationen bis zu 5 Minuten). Die Stufen 4 bis 6 geben *Bais* (Ausbuchtungen der Kurven, Dauer von der Größenordnung 1 Stunde, untere Grenze der Amplitude  $10\gamma$ ). Die Stufen 7 bis 8 geben an, daß  $Z$  den für Störungen typischen täglichen Gang zeigt, der besonders durch eine deutliche positive Aufwölbung am Nachmittag [5] [6] gekennzeichnet ist und von starken elektrischen Strömen längs der Polarlichtzone bewirkt wird.  $K_2 = 9$  bedeutet allgemeinen stürmischen Verlauf zur Zeit der stärksten Entwicklung eines magnetischen Sturms. Schließlich wird noch  $K_2 = s$  für den typischen plötzlichen Ausbruch (sudden commencement) eines magnetischen Sturms im Intervall gegeben; die plötzliche Änderung in einem Element soll dabei  $10\gamma$  übersteigen. Also:

$K_2 = 0$ : Glatter Verlauf, Pulsationen unter  $0.5\gamma$  Amplitude.

- 1: Pulsationen bis  $5\gamma$  Amplitude in mindestens einem Element erkennbar.
- 2: Besonders regelmäßige und deutliche Pulsationen mit 2 bis  $5\gamma$  Amplitude in mindestens einem Element.
- 3: Starke Pulsationen mit über  $5\gamma$  Amplitude in mindestens einem Element.
- 4: Bai (oder Bais) von mindestens  $10\gamma$  Amplitude, ohne Pulsationen.
- 5: Bai, außerdem Pulsationen bis  $5\gamma$ .
- 6: Bai, außerdem Pulsationen über  $5\gamma$ .
- 7: Täglicher Störungsgang in  $Z$  (mehr als  $20\gamma$ ), keine starken Pulsationen.
- 8: Täglicher Störungsgang in  $Z$ , gleichzeitig starke Pulsationen über  $5\gamma$  Amplitude.
- 9: Allgemein stürmischer Verlauf.
- s: Plötzlicher Sturmbausbruch, Anfangseffekt über  $10\gamma$ .

Bei Auftreten mehrerer dieser Formen wird die höchste Ziffer  $K_2$  geschätzt; nur wenn Bai und Störungsgang in  $Z$  gleichzeitig auftreten, erhält die Erscheinung mit der größeren Amplitude den Vorrang.

Einzelne Kombinationen  $K_1 K_2$  sind natürlich unmöglich, z. B. 09 oder 1 s; man hätte diesen Verbindungen also eine andere Bedeutung geben können, um die 100 Möglichkeiten zweiziffriger Zahlen auszunutzen, jedoch wurde der Einfachheit halber davon abgesehen. Die Schätzung ist nach den ersten Erfahrungen recht sicher. Später sollen typische Magnetogramme für einzelne Stufen veröffentlicht werden.

4. Die Kennziffer im Vergleich zu anderen erdmagnetischen Störungsmaßen. Bei der üblichen Charakterschätzung wird das 24stündige Intervall oft als zu lang empfunden. Der Beginn einer großen Störung am Ende eines sonst ungestörten Tages zwingt dazu, dem ganzen Tag den Charakter 2 zu erteilen.

Der Gedanke einer zeitlichen Unterteilung liegt deshalb nahe. Tatsächlich hat Eschenhagen am Potsdamer Observatorium eine Schätzung (mit den

Stufen 1 bis 5 für jedes erdmagnetische Element  $D, H, Z$  einzeln) für *Halbtage* eingeführt. Diese Schätzungen sind von 1890 bis 1907 von Ad. Schmidt [7] zusammengefaßt, wobei die ursprünglichen Ziffern um 1 vermindert wurden (0 bis 4) und die 6 Ziffern (2 Halbtage  $\times$  3 Elemente) für jeden Tag addiert wurden, so daß die Tagessumme zwischen 0 und 24 schwankte. Nach der Einführung der Internationalen Charakterzahlen wurde die Halbtags-schätzung aufgegeben. G. Fanselau hat dann in Potsdam 1933 die fünfstufige Schätzung für ganze Tage (ohne Trennung der Elemente  $D, H, Z$ ) wieder aufgenommen; er bezeichnete die fünf Stufen mit 0; 0.5; 1; 1.5; 2, um Zahlen zu erhalten, die mit den internationalen Charakterzahlen  $C$  unmittelbar verglichen werden können. Die Ergebnisse dieser Schätzungen für Niemegk werden demnächst veröffentlicht werden [8]. Ein Vorschlag Fanselaus [9], auch die *Halbtags*-schätzung wieder einzuführen, war damit begründet, daß der Vorteil der genauen zeitlichen Erfassung der magnetischen Unruhe bedeutsamer sei als die Versuche, den magnetischen Zustand für einen ganzen Tag immer genauer zu kennzeichnen.

Dieser Vorschlag zur Halbtags-schätzung wurde auf Grund der ablehnenden Haltung der Kommission zurückgezogen [10].

1937 wurde dann die „Amerikanische magnetische Charakterzahl“  $C_A$  [11] [12] eingeführt, in Zusammenarbeit des Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Inst. of Washington — Observatorien Huancayo (Peru), Watheroo (Australien) — und des U. S. Coast and Geodetic Survey — Observatorien Cheltenham (Maryland), Honolulu (Hawaii), San Juan (Puerto Rico), Sitka (Alaska) und Tucson (Arizona). Jedes der sieben Observatorien schätzt für jeden *Halbtag* — nach Weltzeit — eine der Stufen 0; 0.5; 1; 1.5; 2. Diese Zahlen werden drahtlos nach Washington gemeldet, wo der Durchschnitt gebildet und wöchentlich veröffentlicht wird. Wie bei den Internationalen Charakterzahlen  $C$  (Ad. Schmidt [3]) beruht auch bei  $C_A$  die Bedeutung der Zwischenstufen, die sich bei der Mittelbildung ergeben, auf der Verschiedenheit des Schätzungsmaßstabes der verschiedenen Observatorien. Diese Verschiedenheit ist deshalb geradezu erwünscht [12], denn nur dadurch, daß z. B. einzelne Observatorien sich schwerer als andere dazu entschließen, einem Halbtag die Ziffer 2 zu erteilen, wird der Mittelwert 2.0 ein Merkmal für besonders starke Störungen.  $C_A$  hat sich nach McNish und Johnston gut bewährt [12].

Wie oben (Abschn. 3) erwähnt, hätte man daran denken können, unter Heranziehung anderer deutscher oder mitteleuropäischer Observatorien ebenfalls durch Mittelbildung eine durchschnittliche Charakterzahl abzuleiten. Erfahrungsgemäß sehen aber die Kurven an allen mitteleuropäischen Stationen, infolge ihrer großen Nähe, so ähnlich aus, daß die Verzögerung, die bei der Zusammenarbeit mehrerer Observatorien unvermeidlich ist, sich wohl nicht rechtfertigen ließe. Der Verzicht auf die Mittelbildung bringt es mit sich, daß bei  $K$  die Intensität der Störungen in 10 Stufen geschätzt werden muß, um die Gradation zu verfeinern.

Bei der zeitlichen Unterteilung für  $K$  scheinen 3 Stunden angemessen zu sein, auf Grund der bisherigen Erfahrungen. Schätzung für stündliche Intervalle



hätte die Arbeit verdreifacht, ohne wesentlichen Gewinn. Frühere Versuche in dieser Richtung wurden nicht weitergeführt: 1905 bis 1916 wurden in Potsdam die *gestörten Stunden* gekennzeichnet — gewissermaßen eine Charakterschätzung mit zwei Stufen 0 und 1; J. M. Stagg [13] hat für 10 Jahre Charakterzahlen 0, 1, 2 für stündliche Intervalle geschätzt und diskutiert.

In Tromsø wird die „Storminess“ definiert als Abweichung der Stundenmittel von einem ausgeglichenen Gang an ruhigen Tagen [14]; die Summe dieser Abweichungen für den Tag ist ein gutes Maß für die Aktivität, kommt aber für schnelle Berechnung (am nächsten Tag) deshalb nicht in Betracht, weil der Gang an ruhigen Tagen erst nach Abschluß eines Monats beurteilt werden kann.

In  $K$  ist keine unmittelbare Angabe über die *Nachstörung* (Ringstromeinfluß) enthalten, weil diese nur auf Grund sorgfältiger Ablesungen und ausgeglichener Basiswerte angegeben werden kann, also erst nach längerer Zeit. Die in den Potsdamer Jahrbüchern ausführlich in Tabellen und Abbildungen mitgeteilten „Abweichungen vom Normalwert“ drücken diesen Einfluß recht gut aus, und der durchschnittliche Einfluß wird durch das  $u$ -Maß im Monatsmittel erfaßt. Daß eine Nachstörung zu einer Zeit besteht, läßt sich natürlich aus den vorangehenden Werten  $K_1$  indirekt erkennen (vgl. [5]).

Auch die Amplitude der tagesperiodischen Variationen an ruhigen Tagen, als Maß für die solare Ultraviolettstrahlung, ist in  $K$  nicht angedeutet, weil erst auf Grund genauer Reduktionen bestimmt werden kann, wie der unregelmäßig wechselnde Sonneneinfluß die jahreszeitlichen Veränderungen im sonnentägigen Gang überlagert.

Die Kennziffer ist natürlich kein Ersatz für die vollständige Beschreibung eines erdmagnetischen Sturmes; für solche Zeiten wird eine Reproduktion der Kurven immer am besten sein. Die Kennziffer ist auch speziell den Verhältnissen eines Observatoriums in etwa 50° magnetischer Breite angepaßt; für Huancayo auf dem magnetischen Äquator wären z. B. die Ziffern  $K_2 = 7$  oder 8 bedeutungslos. Immerhin können die Erfahrungen mit  $K$  bei der Diskussion über einen geplanten internationalen Schlüssel (J. A. Fleming [16]) helfen.

5. *Kennziffern Januar bis April 1938.* In der folgenden Tabelle 1 sind die beiden Teile  $K_1$  und  $K_2$  der Kennziffer  $K$  durch verschiedenen Druck unterschieden. Die Schätzung wurde von Dr. Fanslau und dem Verfasser vorgenommen.

Tabelle 2 gibt die Summe der acht ersten Kennziffern  $K_1$  für jeden Tag in 27-tägigen Rotationen. Diese Rotationseinteilung unterscheidet sich von der astronomischen, weil eine ganze Anzahl von Tagen für die Rotation angesetzt worden ist, nämlich die durchschnittliche synodische Rotationsdauer von 27 Tagen für Flecken in etwa 20° heliographischer Breite. Zunächst [15] hatte ich das Jahr 1906 als Ausgangspunkt der Numerierung der Rotationen gewählt, weil damals die internationalen Charakterzahlen begannen; nachdem die Reihe für  $C$  aber rückwärts verlängert worden ist, möchte ich die ursprünglich als Nr. 1 bezifferte



Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, 1. Januar bis 15. Mai 1938

Januar 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 <sup>h</sup>	42	21	35	21	31	13	45	48	58	21	25	21	41	11	25	
3—6	32	35	12	22	31	01	32	48	37	22	12	12	58	21	21	
6—9	02	22	11	22	21	21	11	21	21	02	21	21	33	21	12	
9—12	21	32	21	32	21	22	22	21	12	01	12	21	21	12	12	
12—15	11	35	35	55	01	32	22	01	22	22	12	21	21	35	32	
15—18	21	32	22	42	02	55	56	01	11	01	25	41	31	21	11	
18—21	22	32	45	65	01	21	52	11	11	25	11	58	45	21	45	
21—24	35	21	11	41	11	31	51	45	01	11	11	52	21	32	45	
Januar 1938	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 <sup>h</sup>	11	58	33	31	13	21	58	35	37	45	88	11	11	11	31	35
3—6	12	69	33	31	35	45	78	23	31	21	53	12	22	35	21	21
6—9	21	69	23	23	23	53	89	33	33	11	33	22	22	11	12	32
9—12	21	53	33	33	33	33	89	33	33	48	46	23	22	31	12	41
12—15	31	68	43	45	35	45	58	22	23	69	43	22	45	22	12	32
15—18	32	68	53	57	45	55	68	35	35	69	56	45	22	01	01	55
18—21	31	47	51	52	57	32	58	45	31	98	46	45	45	41	35	58
21—24	78	63	47	28	37	41	51	45	45	89	31	31	41	55	31	55
Februar 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 <sup>h</sup>	21	31	31	31	31	21	45	13	31	45	47	11	35	35	00	
3—6	22	22	31	22	21	56	41	13	41	56	55	21	22	33	11	
6—9	13	23	23	22	11	46	23	23	31	33	43	33	32	33	21	
9—12	32	42	21	32	31	33	33	33	43	46	32	32	42	43	21	
12—15	35	22	35	35	31	33	43	43	37	46	22	32	32	47	12	
15—18	35	22	55	45	21	57	43	68	52	21	32	22	31	58	01	
18—21	45	34	33	45	35	65	21	68	45	11	31	11	48	47	11	
21—24	41	31	31	35	01	53	31	65	31	21	10	21	36	21	23	
Februar 1938	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28			
0—3 <sup>h</sup>	11	10	21	21	00	11	01	21	11	21	31	22	45			
3—6	11	01	31	01	11	01	01	21	22	12	21	11	21			
6—9	21	21	21	01	21	21	11	31	21	21	11	22	21			
9—12	22	21	31	11	11	31	11	21	32	58	41	32	31			
12—15	21	21	31	01	21	12	11	31	22	35	32	32	23			
15—18	11	11	21	01	11	01	11	31	22	45	21	32	12			
18—21	11	11	10	11	00	01	21	31	35	56	55	45	55			
21—24	21	21	35	21	21	00	21	45	35	21	32	45	55			
März 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 <sup>h</sup>	45	31	31	01	21	54	21	11	00	11	01	31	01	35	34	
3—6	45	12	31	11	11	32	11	21	11	11	01	31	11	35	35	
6—9	23	21	11	21	41	31	11	11	01	01	11	21	11	32	22	
9—12	32	22	21	11	31	22	21	11	01	01	01	31	11	31	22	
12—15	48	12	11	11	37	12	31	01	11	11	01	32	21	31	32	
15—18	31	12	11	11	47	21	31	12	01	01	11	31	11	21	11	
18—21	55	21	21	32	57	31	11	00	10	12	25	21	11	35	22	
21—24	41	31	11	45	44	41	11	32	31	11	34	11	21	21	11	
März 1938	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 <sup>h</sup>	01	25	21	00	01	11	31	51	67	22	58	44	21	21	11	01
3—6	01	21	01	01	01	01	45	42	57	12	22	11	21	01	22	01
6—9	01	11	01	02	01	01	42	43	43	12	11	21	01	21	23	02
9—12	22	11	11	02	02	21	43	56	33	36	31	01	11	32	13	25
12—15	01	01	11	02	02	21	58	21	33	32	35	01	11	22	02	02
15—18	01	21	01	01	01	21	38	27	11	32	31	31	11	45	01	12
18—21	11	01	11	01	01	21	47	65	21	45	31	26	01	47	01	22
21—24	22	01	11	00	11	55	47	65	35	58	34	21	25	21	00	21

<b>April 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	10	00	23	23	01	21	48	21	12	32	01	12	23	58	38
3—6	01	01	01	32	12	35	48	23	12	12	12	13	02	58	38
6—9	02	01	11	12	02	21	22	33	12	22	22	23	23	53	23
9—12	32	01	11	22	02	21	32	33	33	33	33	33	43	43	43
12—15	12	11	35	32	02	23	35	22	33	22	23	33	43	53	42
15—18	35	11	35	21	02	22	31	22	31	31	47	11	53	43	32
18—21	31	21	21	11	02	45	11	21	45	11	31	45	33	46	21
21—24	21	23	21	11	11	42	21	35	35	11	31	32	57	33	11
<b>April 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 <sup>h</sup>	32	21	48	45	21	25	45	37	41	31	21	11	01	21	00
3—6	78	23	23	11	22	01	37	13	22	32	01	21	02	11	01
6—9	99	23	33	13	01	11	12	33	12	22	12	11	02	11	01
9—12	79	33	23	22	01	12	11	31	32	35	32	21	12	11	22
12—15	79	33	23	12	11	11	31	43	21	32	35	02	12	11	21
15—18	53	45	35	21	11	21	45	57	21	38	25	22	31	11	35
18—21	47	45	35	35	35	31	41	47	35	38	10	11	00	11	01
21—24	55	47	37	31	21	31	45	55	11	31	11	23	00	12	11
<b>Mai 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	11	11	11	45	35	31	01	11	11	45	32	79	57	35	55
3—6	02	21	32	42	33	22	01	12	11	33	22	53	21	32	46
6—9	01	12	12	22	22	22	01	01	22	12	53	11	32	33	
9—12	12	12	22	21	32	32	12	12	11	11	22	33	01	43	22
12—15	01	22	11	37	22	22	12	32	21	25	22	48	22	58	32
15—18	12	11	37	65	43	35	35	11	22	21	78	46	11	45	45
18—21	22	11	37	45	48	22	00	22	21	22	89	45	11	32	11
21—24	22	22	45	22	45	11	00	22	32	11	79	65	26	55	35

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern  $K_1$  für jeden Tag, nach 27tägigen Rotationen geordnet

Rotat.- Nr.	Erster Tag 1937/38	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1433	Dez. 18.	25	25	26	13	15	25	16	16	19	4	6	7	8	18
1434	Jan. 14.	16	18	22	44	29	27	24	30	49	24	24	40	36	19
1435	Febr. 10.	25	25	17	25	28	9	12	11	19	6	9	7	8	22
1436	März 9.	6	5	7	20	9	22	17	5	8	6	0	1	14	31
1437	April 5.	2	21	22	19	19	16	18	18	25	35	22	47	24	22
1438	Mai 2.	11	18	27	25	18	7	11	12	17	32	38	14	30	25
Rotat.- Nr.		15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	
1433		17	21	17	28	11	18	27	17	15	9	11	23	25	
1434		21	19	14	30	22	21	24	24	17	33	26	29	29	
1435		18	24	23	22	24	29	15	14	13	26	23	14	9	
1436		34	27	22	23	14	9	19	6	7	13	6	14	15	
1437		17	11	13	24	28	18	23	13	11	5	9	8	7	
1438		19	21	13	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

Tabelle 3. Häufigkeiten der Kennziffern  $K_1$  für jeden Monat, und Durchschnittswerte, Januar bis April 1938

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	$K_{1m}$	$A$	$K_1(A)$
Jan.	13	35	63	57	36	28	9	2	4	1	2.96	47.8 $\gamma$	3.76
Febr.	16	35	63	63	30	13	4	—	—	—	2.50	29.8	3.07
März.	56	59	53	46	21	10	3	—	—	—	1.84	21.5	2.61
April	29	52	56	62	27	10	—	3	—	1	2.24	34.6	3.29

Rotation, die 1906, Januar 11 beginnt, mit 1001 beziffern, so daß die Rotation 1 am Tage 1832, Februar 8 beginnt, also in der Anfangszeit ständiger erdmagnetischer Beobachtungen. Summen von 25 und mehr (also durchschnittliche Kennziffern für den Tag über 3) sind durch den Druck hervorgehoben. Die Nordlichtstörung vom 25./26. Januar bestätigt die frühere Erfahrung (Greaves und Newton [17]), daß besonders große Stürme *nicht* die 27tägige Wiederholungsneigung haben, die bei schwächeren Störungen so auffallend ist.

In Tabelle 3 sind die Häufigkeiten der Kennziffer  $K_1$  ausgezählt. Der regelmäßige An- und Abstieg der Häufigkeiten, mit  $K_1 = 1, 2$  oder 3 als stärkstbesetzter Klasse, ist zugleich ein Zeichen, daß die Wahl der Grenzen für  $K_1$  zweckmäßig ist.

Außer dem gewöhnlichen Durchschnitt  $K_{1,m}$  ist noch ein zweiter gegeben: Wie oben erwähnt, ist  $K_1$  ungefähr proportional dem Logarithmus der Amplitude  $A$  der Abweichungen des stärkstgestörten Elementes vom normalen tagesperiodischen Verlauf; für  $K_1 = 0$  ist dabei als Näherungswert  $A = 2.5 \gamma$  anzusetzen. Der Durchschnitt von  $K_1$  ist also ungefähr proportional dem Durchschnitt der Logarithmen der Amplituden  $A$ , oder (bei einem Monat mit 30 Tagen, also 240 Intervallen) dem Logarithmus des *geometrischen* Mittels der Amplituden  $A$  (240. Wurzel aus dem Produkt der 240 Amplituden). Nun ist das *arithmetische* Mittel der  $A$ , nach einem bekannten Satz der Algebra, immer größer als das geometrische Mittel, und zwar unterscheiden sich das arithmetische und das geometrische Mittel um so mehr, je stärker die Einzelwerte streuen. Man kann nun ungefähr einen Wert für das arithmetische Mittel der  $A$  gewinnen, wenn man für jede Kennziffer den Durchschnitt der Grenzen für  $A$  ansetzt, also  $2.5 \gamma$  für  $K_1 = 0$ ,  $7.5 \gamma$  für  $K_1 = 1$  usw., und für den seltenen Fall  $K_1 = 9$  werden die wirklichen Amplituden eingesetzt. So ist das arithmetische Mittel berechnet, das unter  $A$  in Tabelle 3 angegeben ist. Zu dieser Amplitude  $A$  kann man eine dazugehörige Kennziffer  $K_1(A)$  angeben. Diese Funktion  $K_1(A)$  [oder die inverse Funktion  $A(K_1)$ ] ist von  $K_1 = 0.5$  bis 3.5 ganz exakt anzugeben, denn nach Definition ist  $A = 5, 10, 20$  und  $40 \gamma$ , für  $K_1 = 0.5, 1.5, 2.5, 3.5$ . Folglich ist

$$A = 10 \times 2^{K_1 - 1.5} \gamma.$$

Für höhere Werte von  $K_1$  muß man die Beziehung von einer Kurve ablesen.

Schon bei den bisher vorliegenden vier Monaten ist ein Beispiel, an dem der charakteristische Unterschied des gewöhnlichen Monatsmittels  $K_{1,m}$  und des Mittels  $K_1(A)$  deutlich wird: Von den Monaten Februar und April 1938 ist, nach  $K_{1,m}$  beurteilt, der Februar stärker gestört, nach  $K_1(A)$  beurteilt dagegen April stärker gestört.  $K_{1,m}$  drückt aus, daß der April mehr ganz ruhige Zeiten ( $K_1 = 0$  oder 1) hatte als der Februar;  $K_1(A)$  drückt aus, daß im Februar keine so großen Störungen vorkamen wie im April. Der Unterschied zwischen den Mittelwerten  $K_{1,m}$  und  $K_1(A)$  liegt also in derselben Richtung wie der Unterschied zwischen den internationalen Charakterzahlen  $C$  und dem  $u$ -Maß der erdmagnetischen Aktivität

(vergleiche die Diskussion mit G. van Dijk [3]). Besser als durch einen dieser Mittelwerte ist der Monat durch die *Häufigkeitsverteilung* der Tabelle 3 charakterisiert.

6. Wenn eine größere Reihe für die Kennziffern vorliegen wird — es ist geplant, die Jahre 1934 bis 1937 nachträglich zu schätzen —, wird ihr Wert für die Charakterisierung der Variationen besser hervortreten. Es wird sich dann zum Beispiel auch die Frage klären lassen, welche Tagesgrenzen die zweckmäßigsten sind, wenn ganze Tage charakterisiert werden sollen. Es werden nämlich diejenigen Tagesgrenzen sein, bei denen die Summen der acht Ziffern  $K_1$  am stärksten von Tag zu Tag schwanken; bei diesen Grenzen werden Störungen am wenigsten durch die Tagesgrenzen überschritten werden. Leiv Harang [18] zieht zum Beispiel für den Vergleich magnetischer Störungen mit direkten Ionosphärenbeobachtungen die Tagesbegrenzung durch Greenwich Mittag derjenigen durch Greenwich Mitternacht vor. Es wird sich dann auch die merkwürdige Abhängigkeit des  $u$ -Maßes von der Tagesbegrenzung [4] näher untersuchen lassen.

### Literatur

- [1] S. E. Forbush: Phys. Rev. **51**, 1108—1109 (1937); V. F. Hess, A. Demelmair und R. Steinmaurer: Nature **140**, 316—317 (1937); Terr. Magn. **43**, 7—14 (1938); E. M. Bruins: Acad. Proefschrift, Amsterdam 1938; W. Kolhörster: Naturwiss. **26**, 159f., 218f. (1938); T. H. Johnson: Terr. Magn. **43**, 1—6 (1938).
- [2] O. W. Torresson u. a.: Terr. Magn. **41**, 197—201 (1936); J. A. Fleming: Ebenda **41**, 404—406 (1936); J. H. Dellinger: Bureau of Standards Journ. Research **19**, 111—142 (1937). abgedruckt in Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 1253—1290 (1937).
- [3] Charakterzahlen werden in verschiedenen Zeitschriften veröffentlicht (z. B. Meteorol. Zeitschr.; Terrestrial Magnetism). Vgl. Ad. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **33**, 481—492 (1916); G. van Dijk und J. Bartels: Terr. Magn. **40**, 371—382 (1935).
- [4] Ad. Schmidt: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 1—13 (1924/25); J. Bartels: Meteorol. Zeitschr. **40**, 301—305 (1923). Ausführliche Diskussion und Tabellen bis 1930 in Terr. Magn. **37**, 1—52 (1932); Fortsetzungen der Tabellen ebenda **39**, 1—4 (1934); **40**, 265—266 (1935); **41**, 374 (1935); **43**, Juni-Heft (1938) im Druck.
- [5] J. Bartels und G. Fanselau: Diskussion der erdmagnetischen Variationen in Niemeck während drei Sonnen-Rotationen (Dezember 1937 bis März 1938). Erscheint demnächst. — Der erdmagnetische Sturm vom 16. April 1938. Naturwiss. **26**, 296—293 (1938).
- [6] M. Rössiger: Zeitschr. f. Geophys. **14**, Heft 3 (im Druck).
- [7] Ad. Schmidt: Ergebn. magn. Beob. Potsdam i. J. 1907, S. 29 und 70—72 (Veröffentl. Preuß. Meteorol. Inst. Berlin Nr. 219).
- [8] Geophys. Inst. Potsdam, Erdmagn. Jahrbuch 1935 (im Druck).
- [9] G. Fanselau: in Commission Magn. Terr. Electr. Atm., Procès Verbaux Réunion de Varsovie 1935, p. 40 (Secret. Organ. Meteorol. Internat. Nr. 30; De Bilt und Leyden 1936).
- [10] A. a. O., S. 13f.
- [11] A. G. McNish and A. K. Ludy: The American magnetic character-figure  $C_A$ : Terr. Magn. **42**, 173—178 (1937).
- [12] A. G. McNish and H. F. Johnston:  $C_A$  for 1937. Terr. Magn. **43**, 49—54 (1938).
- [13] J. M. Stagg: Meteorol. Office, Geophys. Memoirs Nr. 40. London 1927.



[14] Leiv Harang und E. Tönsberg: The Auroral Obs. at Tromsø, Results of Magn. Obs. (Publ. Norske Inst. for Kosmik Fysikk, Nr. 12; Bergen 1937; Definition der Storminess in Nr. 2 und 4).

[15] J. Bartels: Terr. Magn. **37**, 1—52 (1932), und das 27tägige Wiederholungsmuster, ebenda **39**, 201—202 (1934).

[16] J. A. Fleming: Report of Committee on methods and codes to adequately describe magnetic disturbances and perturbations. Trans. Edinburgh Meeting 1936, Int. Union Geod. Geophys., Ass. Terr. Magn. Electr., Bull. No. 10, p. 222—234.

[17] W. M. H. Greaves und H. Newton: Monthly Notices R. Astron. Soc. London **89**, 641—646 (1929).

[18] Leiv Harang: Geofysiske Publ. **11**, Nr. 17, S. 15. Oslo 1937.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

---

## Der charakteristische Verlauf eines erdmagnetischen Sturms, nach Potsdamer Registrierungen

Von M. Rössiger, Potsdam. — (Mit 6 Abbildungen)

Es wird eine morphologische Betrachtung der erdmagnetischen Stürme von Potsdam—Seddin versucht und dabei eine Einteilung der Stürme nach dem Verhalten der Vertikalintensität in zwei reine Typen vorgenommen: Nachmittagssturm und Nachtsturm. Welche von diesen beiden Formen auftreten, hängt von der Lokalzeit der tiefsten Absenkung der Horizontalintensität ab, für die die Bezeichnung „Haupteinbruch“ vorgeschlagen wird. Auf eine Reihe von Einzelmerkmalen im allgemeinen Sturmablauf wird hingewiesen: die „f“-Störung (gegen 21 Uhr Lokalzeit), die „a“-Wellen (gegen 17 Uhr Lokalzeit) und die schnellen Pulsationen in den Tagesstunden von 3—15 Uhr.

Um das Beobachtungsmaterial, das über erdmagnetische Stürme vorliegt, einer theoretischen Bearbeitung zugänglich zu machen und zu Aussagen über ihre Hauptzüge zu gelangen, hat man bisher rein statistisch aus dem Verlauf von Stürmen an Beobachtungsstationen, die in derselben Breite liegen, einen mittleren Verlauf, nach „Sturmzeit“\*) gerechnet, abgeleitet oder die „mittlere ortszeitliche Variation“ des erdmagnetischen Feldes an gestörten Tagen gebildet\*\*). Bei

---

\*) Das ist die vom Beginn der Störung ab zu zählende Zeit.

\*\*) N. A. F. Moos: Government Observatory, Bombay. Colaba Magnetic Data, 1846—1905, Part II, Bombay 1910; C. Chree: Studies in Terr. Magn., London 1912, S. 59; S. Chapman: An Outline of a Theory of Magnetic Storms, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. **95**, 61 (1919); G. Angenheister: Die erdmagnetischen Störungen nach den Beobachtungen des Samoa-Observatoriums, Nachr. d. Ges. d. Wiss., Göttingen, Mathem. Phys. Klasse, 1924, S. 1; S. Chapman: On Certain Average Characteristics of World Wide Magnetic Disturbance, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. **115**, 242 (1927); L. Slaucitajs und A. G. McNish: The Field of Magnetic Storms as Deduced from the Mean Difference of Magnetic Intensity on Quiet and Disturbed Days. International Union of Geodesy and Geophysics, Association of Terrestrial Magnetism and Electricity, Transactions of Edinburgh Meeting Sept. 17—24, r. 289, 1936, Kopenhagen 1937.

geeigneter Auswahl des Beobachtungsmaterials und bei Beachtung gewisser Vorsichtsmaßregeln, kann man sich hierbei auch auf eine Station beschränken. Ein ähnlicher ortszeitlicher Verlauf ergibt sich auch aus der Auftragung der aus einem längeren Zeitraum gewonnenen Stundenmittel aller Tage, abzüglich der der ruhigen Tage (*Chree, Chapman*).

Bemerkenswerterweise erhält man auf diese Art in mäßigen Breiten für die Horizontalintensität  $H$  einen gewissen sturmzeitlichen Verlauf, wenn auch mit kleiner Amplitude, während die nach Sturmzeit aufgetragene Vertikalintensität  $Z$  keine nennenswerten Amplituden aufweist. Auf der anderen Seite ist, wie man z. B. aus den von S. Chapman mitgeteilten Kurven ersieht, die ortszeitliche Variation von  $H$  gering und wenig ausgeprägt, dagegen zeigt  $Z$  außerhalb der Tropen einen ausgesprochenen sinusförmigen ortszeitlichen Gang mit einem Minimum in den Morgenstunden und einem Nachmittagsmaximum gegen 17 Uhr.

Der Ablauf eines bestimmten Sturmes wird sich wesentlich von diesem „mittleren“ Verlauf unterscheiden, da 1. bei der sturmzeitlichen Mittelung die in den verschiedenen Tageszeiten sehr verschiedenen Störungsintensitäten ausgeglichen und verwischt werden, und andererseits die mittlere ortszeitliche Kurve aus zu vielen Merkmalen aufgebaut sein kann, 2. ein Mißverhältnis zwischen den Amplituden des beschriebenen mittleren Störungsganges und denen eines tatsächlichen magnetischen Sturmes besteht, 3. bei jedem einzelnen Sturm gewisse Sondermerkmale auftreten, die bei einer bloßen Benutzung von Stundenmittelwerten überhaupt nicht bemerkt werden können oder wegen ihres Verteiltseins um eine Häufungsstelle zumindest in uncharakteristischer Weise durch die Mittelung wiedergegeben werden.

Um den charakteristischen Verlauf eines magnetischen Sturmes und auch charakteristische Einzelheiten im allgemeinen Sturmablauf an einer bestimmten Station (Potsdam) aufzufinden, bin ich daher von dem unmittelbaren Beobachtungsmaterial, den Magnetogrammen (vorliegend in den Störungskurven der Potsdamer Magnetischen Jahrbücher und in den Niemegker Magnetogrammen) ausgegangen. An Hand von ausgewählten Beispielen werde ich zeigen, welche Klassifizierung der Stürme sich durchführen läßt und welche besonderen Merkmale in ihrem Verlauf auftreten.

Bei einer solchen, mehr morphologischen Behandlung des Beobachtungsmaterials ergeben sich wesentliche Züge des Sturmablaufs ohne eine zahlenmäßige Erfassung. Es wird daher von quantitativen Angaben vorläufig abgesehen werden. Der unmittelbare und lebendige Eindruck, den man durch die Betrachtung der Einzelstürme gewinnt, möge dabei als Kompensation gewertet werden\*).

---

\*) *Zusatz bei der Korrektur.* Nach Fertigstellung der vorliegenden Arbeit kam mir die in der British Polar Year Expedition Fort Rae 1932/33, S. 243ff., London 1937 von J. M. Stagg durchgeführte Sturmbetrachtung zur Kenntnis, die auf ähnliche Weise typische Merkmale im Sturmverlauf festzustellen sucht.

*Der allgemeine Verlauf des Sturms.* Bekanntlich zeigen viele Stürme einen weltzeitlich definierten Anfang (sudden commencement). Dieser Anfang ist besonders deutlich in der Horizontalintensität\*) ausgeprägt, die in fast allen Fällen einen plötzlichen Anstieg zeigt\*\*), um dann mit Unterbrechungen in einer Zeit von der Größenordnung einer Stunde wieder abzuklingen. Der Z-Anfang besteht in einer ebenso plötzlich beginnenden, aber erheblich kleineren negativen Zacke, die ihre Spitze im Augenblick der ersten Umkehr der Horizontalintensität hat, so daß die beiden Komponenten damit eine Art spiegelbildlichen Verlauf aufweisen. Diese ganze erste Bewegung kann man als „Vorphase“ bezeichnen.

Es folgt ein verhältnismäßig ruhiger Verlauf, die „Zwischenphase“, die bis zu 10 Stunden Dauer haben, aber auch nur sehr kurz ausgebildet sein kann (vgl. z. B. die unterschiedliche Dauer in den Fällen Fig. 5, Beispiel 2; Fig. 1, Beispiel 2 bzw. Fig. 3, Beispiel 3).

Danach beginnt eine neue Phase des Sturms, die „Hauptphase“, in der die Amplituden der Störung ihre größten Werte erreichen. Sie wird eingeleitet durch das charakteristische Absinken der Horizontalintensität, das dem ganzen Verlauf der *H*-Störung das typische Gepräge gibt. Ich möchte daher diesen Teil des Störungsverlaufs besonders hervorheben und werde im folgenden dieses Absinken, das entweder plötzlich oder auch allmählicher (über mehrere Stunden ausgedehnt) bzw. staffelförmig bis zu einer tiefsten Stelle erfolgt, mit *Haupteinbruch der Horizontalintensität* bezeichnen. Von diesem tiefsten Wert ab beginnt meist sehr plötzlich der Wiederanstieg, der sich in der bekannten Weise später allmählich verlangsamt (Nachstörung). Der Haupteinbruch ist ebenso wie der Anfang ein weltzeitliches Phänomen\*\*\*). Im Gegensatz zu dem nicht immer deutlich ausgeprägten Sturmbeginn ist er aber als Kennzeichen eines Sturmes anzusprechen. Der Haupteinbruch ist dabei in den einzelnen Fällen ausgeprägter als in der mittleren Sturmzeit-Kurve, da mit der Mittelung wegen der in jedem einzelnen Falle verschiedenen Zeitdifferenz zwischen dem Störungsausbruch und dem Haupteinbruch notwendigerweise eine Verwischung verbunden ist†).

Es lassen sich nun, unter Benutzung der Tageszeit dieses Haupteinbruchs und des Verlaufs der Vertikalintensität, die Stürme in zwei Hauptklassen einteilen.

---

\*) Für die folgenden Ausführungen ist die strenge Unterscheidung zwischen Nordkomponente und Horizontalintensität und entsprechend zwischen Ostkomponente und östlicher Deklination belanglos. In den Abbildungen ist *X* (Nord) und *Y* (Ost) dargestellt.

\*\*) Es sei hier dahingestellt, ob das mitunter unmittelbar vorhergehende Absinken der Horizontalintensität die Regel ist oder nicht.

\*\*\*) G. Angenheister (l. c.) hat auf den über die ganze Welt sehr gleichartigen Verlauf der von ihm als „Hauptschwingung“ bezeichneten Hauptbewegung der Horizontalintensität hingewiesen.

†) Würde man die Sturmzeit von diesem Haupteinbruch ab zählen, so würde auch der Verlauf der mittleren Kurve charakteristischer werden!



**Klasse 1.** Der Haupteinbruch der Horizontalintensität erfolgt in den Vormittagsstunden. Auffälligerweise ist  $Z$  an der Einbruchsstelle nicht sehr bewegt, sondern steigt erst nach Mittag an, um dann in den Nachmittagsstunden zu der eigentlichen Hauptstörung anzuwachsen, einem sich über mehrere Stunden erstreckenden Nachmittagsmaximum. Nach dieser Erscheinung möchte ich diesen Sturmtyp bezeichnen: „Nachmittagssturm“. Die Fig. 1 zeigt vier Stürme dieses Typs\*). Auch der Großsturm 1903 Okt. 31/Nov. 1 ist hierher zu rechnen.

\*) In sämtlichen Abbildungen ist  $X$  = Nordkomponente,  $Y$  = Ostkomponente,  $Z$  = abwärts gerichtete Vertikalintensität. Bewegung nach oben bedeutet für alle drei Komponenten eine Zunahme ihres Wertes. Die drei Komponenten sind in der in den Potsdamer Jahrbüchern veröffentlichten Form, also mit gleichem Ordinatenmaßstab für alle Komponenten wiedergegeben. Die damit gewonnene Übersichtlichkeit und unmittelbare Vergleichbarkeit der drei Komponenten wiegt die verhältnismäßig geringe Mühelleistung auf, die mit dem Umzeichnen der Kurven mittels des Schmidt'schen Umzeichners („Pantograph“) verbunden ist. (Vgl. K. Luyken: Der Pantograph für Registrierkurven von Adolf Schmidt, Zeitschr. f. Instrkde. 29, 1—14 (1909), und die Beispiele im Potsdam. Magnet. Jahrb. für 1922).

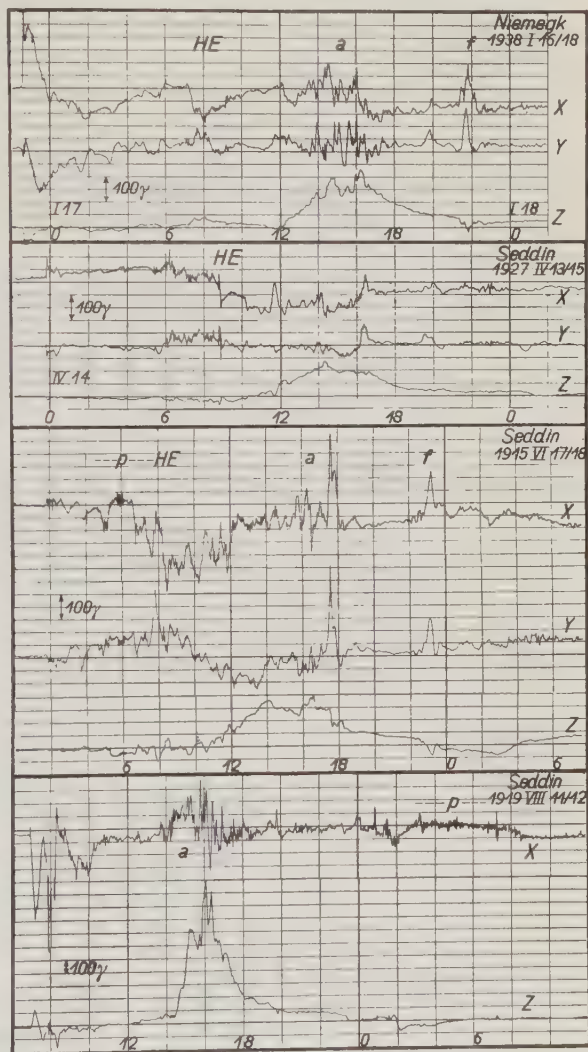


Fig. 1. 1. Haupttyp: „Nachmittagssturm“.  $Z$  hat am Nachmittag ein ausgeprägtes Maximum. Der Haupteinbruch der Horizontalintensität ( $HE$ ) liegt in den Vormittagsstunden.  $H$  und  $Z$  sind nicht gekoppelt. Sondermerkmale  $a$ ,  $f$ ,  $p$ . Beispiel 1 mit besonders großer Vorphase



Die Erhebung von  $Z$  über den ungestörten Wert ist dabei so groß, daß die gegen 17 Uhr Lokalzeit\*) auftretenden Einbuchtungen (siehe unten) dagegen meist klein bleiben. Mit einer kurz-dauernden (etwa  $\frac{1}{2}$  Stunde) kleinen Einmüdung am Ende der großen Nachmittagswelle (siehe unten,  $f$ -Kennzeichen) ist die Störung beendet.

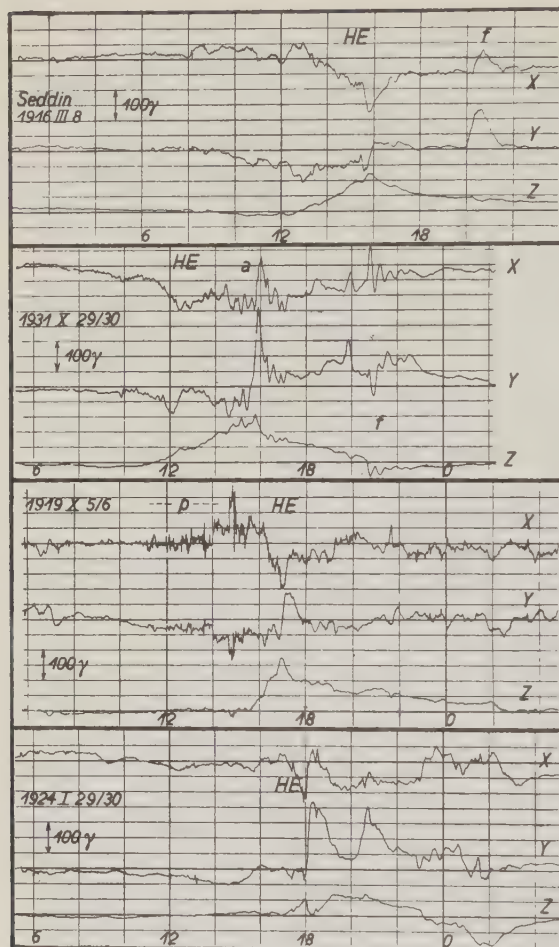


Fig. 2. Sonderfall des „Nachmittagssturms“. Der  $HE$  der Horizontalintensität ist in den Mittags- und Nachmittagsstunden nicht mehr ganz ohne Einfluß auf den  $Z$ -Gang. Sondermerkmale:  $a$ ,  $f$ ,  $p$

sität erfolgt in den Stunden um oder bald nach Mitternacht. Bis zu diesem Zeitpunkt ist  $Z$  wenig bewegt. Mit dem beginnenden plötzlichen Wiederanstieg von  $H$ , also

Das Nachmittagsmaximum von  $Z$  wird auch noch hervorgerufen, wenn der Haupteinbruch der Horizontalintensität erst später, in den Mittags- und Nachmittagsstunden erfolgt (siehe Fig. 2). Ist der Einbruch dabei stark ausgeprägt, so kann die Nachmittagswelle von  $Z$  vorerst unterdrückt sein und erscheint erst mit diesem Zeitpunkt (Fig. 2, Beispiel 3), ist er, wie es vielfach der Fall ist, allmählicher, so erscheint die  $Z$ -Welle trotzdem bereits ab Mittag, dem Beginn der Einbruchstätigkeit.

Bei noch späterem Einbruch folgt auf das Nachmittagsmaximum von  $Z$  in den Nachtstunden eine neue Erscheinung, ein Bay-förmiges Absinken, das bereits zum nächsten Sturmtyp überleitet (Fig. 2, Beispiel 4).

*Klasse 2.* Der Haupteinbruch der Horizontalinten-

\*) Bei sämtlichen Abbildungen ist als Abszisse die MGZ, in der die Kurven vorlagen, beibehalten worden. Im Text wird die hiervon nur wenig verschiedene Ortszeit von Seddin ( $\sim 51$  min. östl.) benutzt.

vom Augenblick des tiefsten Einbruchs ab, sinkt  $Z$  muldenförmig ab und bildet als Hauptstörung ein ausgeprägtes Minimum von 1 bis 3 Stunden Dauer. Die Hauptbewegung der Vertikalintensität ist damit erschöpft, wenn auch der etwas höhere Wert (aber im übrigen glatte Verlauf) in den folgenden Nachmittagsstunden anzeigt, daß normale Verhältnisse noch nicht wiederhergestellt sind. Wegen der Ähnlichkeit dieses  $Z$ -Ganges in einer Bay könnte man diese Klasse von Störungen als „ $B$ -Typ“, oder auch, weniger prägnant, einfach mit „Nacht-Störung“ bezeichnen. Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen „Nachmittagssturm“ ist hier also eine Kopplung von  $H$  und  $Z$  vorhanden. In der Fig. 3 sind drei Repräsentanten dieses Typs wiedergegeben. Das Beispiel 3 der Figur zeigt die Erscheinung wiederholt.

Dieser Tendenz zur Muldenbildung ist eine allgemeine Senkungstendenz überlagert, die dem Verlauf der mittleren Variation an gestörten Tagen um diese Tageszeit entspricht. Diese über viele Stunden sich erstreckende allgemeine  $Z$ -Senkung tritt vornehmlich immer dann in Erscheinung, wenn sich auch die Einbruchtätigkeit der Horizontalintensität in diesen Tagesstunden über eine längere Zeit (mehrere Stunden) erstreckt, wobei die einzelnen Einbrüche dann meist staffelförmig aufeinanderfolgen („Staffeleinbruch“), d. h. in Wiederholungen mit jedesmaligem tieferen Absinken auftreten (siehe Fig. 4 oder auch den Groß-Sturm 1908, Sept. 11/12). Die einzelnen  $Z$ -Mulden beginnen auch hier immer bei den einzelnen plötzlichen Wiederanstiegen der Horizontalintensität.

Es ist natürlich die Frage, ob man diese langdauernde allgemeine Absenkung von  $Z$  als typisches  $B$ -Phänomen auffaßt und demgemäß die oben beschriebenen kürzeren  $B$ -Einmuldungen nur als Spezialfälle betrachten soll. Es würde zwar

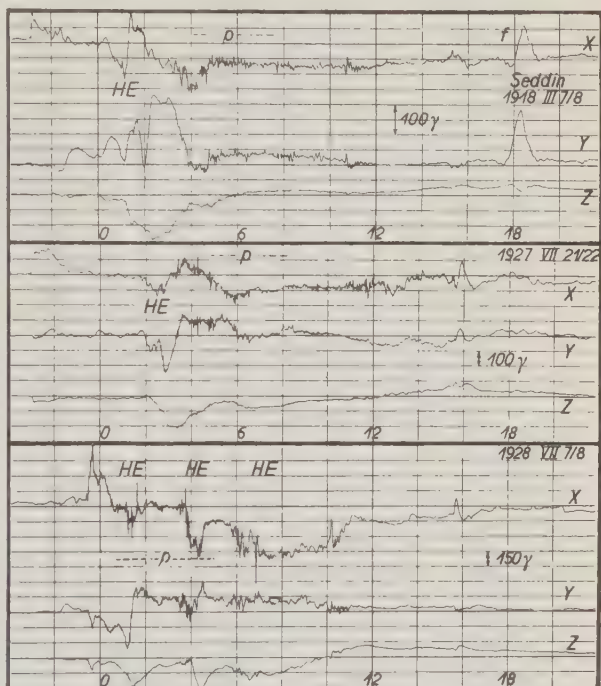


Fig. 3. 2. Haupttyp: „ $B$ -Typ“ oder „Nachtsturm“. Bay-förmige Mulden in  $Z$ , beginnend mit dem  $HE$  von  $H$ , der in den Stunden bald nach Mitternacht erfolgt. Ausgesprochene Kopplung von  $H$  und  $Z$ . Sondermerkmale:  $f$ ,  $p$

dann ein gewisser Parallelismus zu dem anfangs beschriebenen ersten Haupttyp mit seinem analogen großen, mehrstündigen Nachmittagsmaximum bestehen, aber andererseits treten die kürzeren *B*-Mulden doch so prägnant sowohl als Einzelersei-

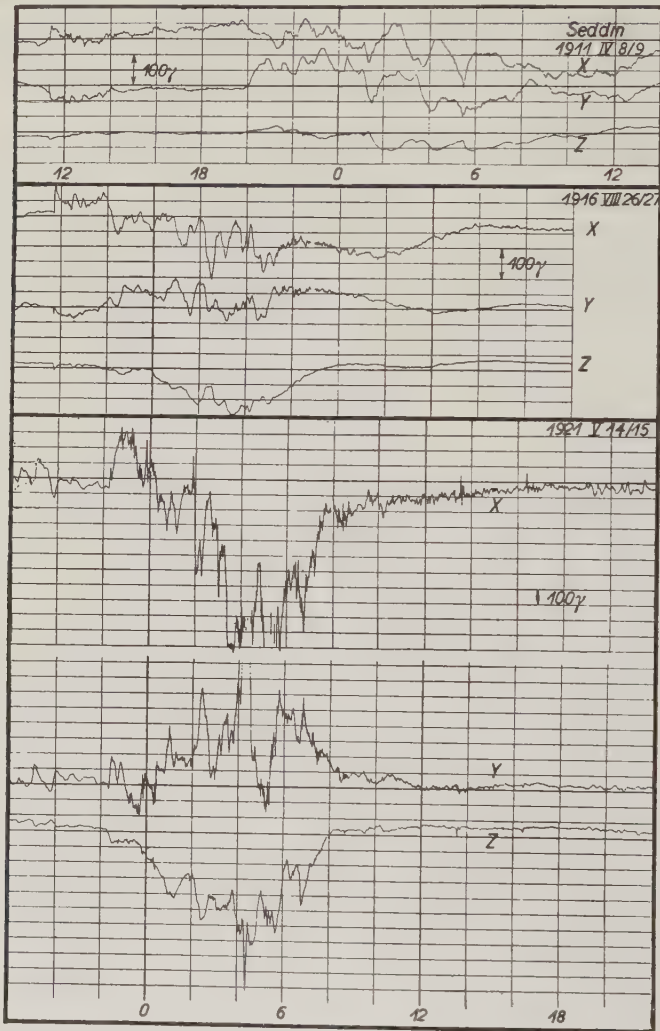


Fig. 4. *B*-Typ, mit überlagerter allgemeiner *Z*-Absenkung

nung, wie auch in der allgemeinen Absenkung selbst auf (siehe Fig. 4, Beispiel 1), daß man sie schon aus Gründen der Einfachheit zum Kennzeichen dieses Sturmtyps erheben muß. Die langdauernde *Z*-Absenkung ist in diesem Sinne mehr als Tendenz des Ganges der Vertikalintensität, nicht als typisches Merkmal anzusehen.

Die bisher beschriebenen Sturmtypen repräsentieren die einfachsten Fälle. Es kann vorkommen, daß die Sturmenergie mit dem Ablauf eines Typs noch nicht verzehrt ist. Der zusätzlich erfolgende, neue, vielfach sogar ausgeprägtere Haupteinbruch der Horizontalintensität (siehe Fig. 5, Beispiel 1), führt dann zu dem entsprechenden anschließenden neuen Ty. Die beiden Möglichkeiten der Zusammensetzung sind in der Fig. 5 wiedergegeben (siehe auch Fig. 2, Beispiel 4).

Die Typeneinteilung der Stürme wurde nach dem Gang der Vertikalintensität vorgenommen. Es ist von Interesse, den obenerwähnten mittleren Gang mit

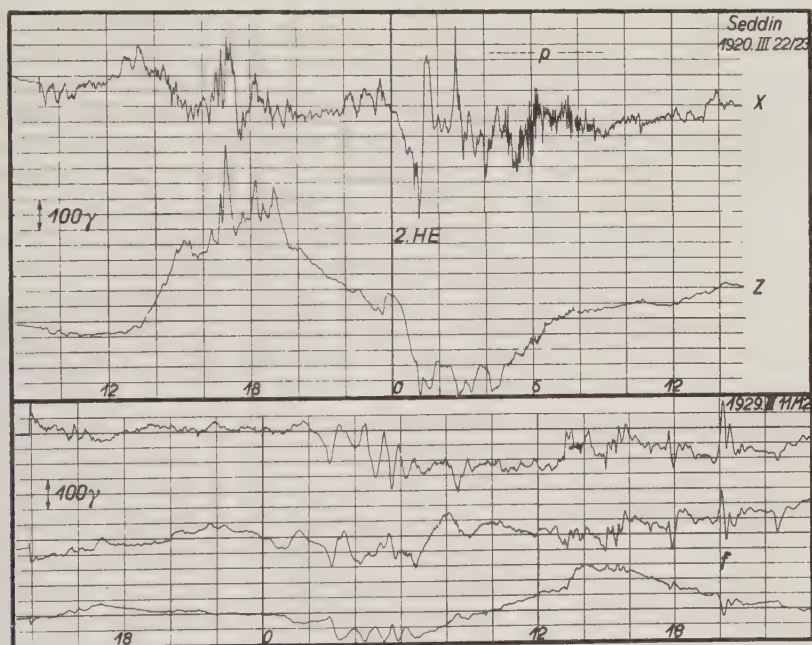


Fig. 5. Die beiden Möglichkeiten der Addition von Sturmtypen

diesen Typen zu vergleichen. Wie man sieht, ist das Nachmittagsmaximum von Z der gemittelten Kurve (siehe z. B. Chapman, l. c.) auch tatsächlich in jedem Einzelfalle voll ausgebildet, während die Verringerung des Z-Wertes auf der Vormittagsseite z. T. durch die verhältnismäßig kurzen B-Störungen hervorgerufen sein muß, die über diese Stunden verteilt sind. Es ist zu beachten, daß die B-Einsenkungen nur in der Zeit von Mitternacht bis etwa 6 Uhr auftreten, so daß man eigentlich in diesen Stunden ein verstärktes Absinken der mittleren Kurve erwarten müßte.

*Einige Sondermerkmale.* Im folgenden möchte ich die Aufmerksamkeit auf einige besonders typische Merkmale lenken, die als Einzelercheinungen in dem



allgemeinen Störungsablauf enthalten sind. Sie bestehen vor allem aus einer Reihe von Einzelmaximas und -minimas, deren Auftreten an bestimmte Tageszeiten geknüpft ist, so daß sie als ausgesprochene tageszeitliche Sondermerkmale betrachtet werden können.

Am markantesten äußert sich ein (bereits oben erwähntes) kurzdauerndes Z-Minimum am Ende der Nachmittags-Z-Aufwölbung, begleitet von einer positiven

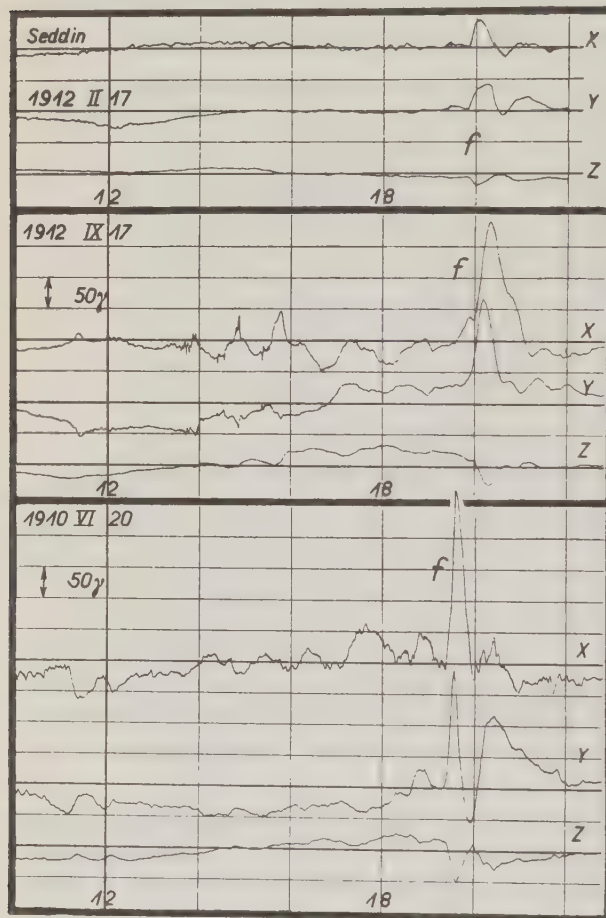


Fig. 6.

„f“-Merkmal bei schwachen Störungen

Zacke im Verlauf der Horizontalintensität, die sich aus dem allgemeinen Störungsablauf stark heraushebt und einem gleichfalls sehr deutlichen Maximum der Ostkomponente, das aber bemerkenswerterweise mitunter bis zu 20 Minuten gegen das Z-Minimum und das H-Maximum verfrüht ist. Die Dauer dieser ganzen Erscheinung beträgt etwa  $\frac{1}{2}$  Stunde. Ihr häufiges Vorhandensein gegen Ende der Nachmittags-Z-Aufwölbung macht sie ebenso zu einem Charakteristikum dieses Sturmtyps (Klasse 1), wie zu einem tageszeitlichen Merkmal mit einer Häufungsstelle um 21 Uhr Lokalzeit. Da sie häufig am Ende der „Nachmittagsstörung“ auftritt, möchte ich sie mit der Bezeichnung „f“ (finis) belegen (vgl. Fig. 1, Beispiel 1 und 3; Fig. 2, Beispiel 2; Fig. 3, Beispiel 1; Fig. 5, Beispiel 2).

Auffälligerweise tritt diese positive f-Zacke mitunter auch bei ganz schwachen Störungen in der Horizontalintensität und in der östlichen Deklination — hier merkwürdigerweise auch verfrüht — so kräftig auf, daß sie den anderen Störungsablauf weitaus überraagt (siehe Fig. 6).

Ein weiteres Merkmal im Verlauf eines Sturms ist der bewegte, wellenförmige Verlauf der Horizontalintensität (in Z in Einbuchtungen) gegen 17 Uhr Lokalzeit. Mitunter erscheint nur eine dieser Wellen und hebt sich dann als Einzelmaximum stark hervor. Besonders auffallend ist diese Erhebung, wenn der Haupteinbruch der Horizontalintensität noch nicht lange vorausgegangen ist. Die Kurve der Horizontalintensität überschreitet dann mit diesem Maximum meist erstmalig wieder den ungestörten Wert. In den Figuren\*) habe ich diesen Störungsverlauf mit „a“ gekennzeichnet. Man könnte, falls er mehrfach hintereinander auftritt, von „a-Wellen“ sprechen. Er äußert sich ebenso kräftig gleichzeitig als Maximum in der östlichen Deklination. Bei Z tritt eine entsprechende Einbuchtung auf. Die ganze Erscheinung der „a“-Welle ist nicht so ausgeprägt wie die ersterwähnte, markante „f“-Störung.

Schließlich bleibt noch darauf hinzuweisen, daß bei fast allen Stürmen einige Stunden durch das Auftreten von schnellen Pulsationen (Perioden: 1 bis 10 Minuten) ausgezeichnet sind. Unabhängig von der Phase der Störung scheinen sie dabei an bestimmte Tagesstunden — von 8 bis 15 Uhr — geknüpft zu sein, mit besonders charakteristischer Ausbildung gegen 5 bis 7 Uhr.

Ob die behandelten charakteristischen Einzelmerkmale mehr als bloße lokale Charakteristika für Mitteleuropa darstellen, ist nicht untersucht worden. Ferner wurde nicht untersucht ein vielleicht vorliegender jahreszeitlicher Einfluß auf die Ausbildung der Einzelmerkmale oder der Typen. Vielleicht ist aber die gegebene allgemeine Einteilung der Stürme auch für andere Stationen möglich\*\*).

Mit den obigen Mitteilungen wollte ich die Anregung gegeben haben, das Sturmmaterial einer Station nach Gesichtspunkten durchzumustern, die einen Vergleich der verschiedenen Stürme bzw. eine Klassifizierung ermöglichen. Ich bin mir bewußt, daß manches gegen die Art der Betrachtung einzuwenden sein wird, der natürlich, wenigstens z. T., der Einwand der Willkürlichkeit gemacht werden kann. Indessen ist der Versuch der Zusammenfassung einer so komplexen Erscheinung, wie sie in einem magnetischen Sturm vorliegt, unter bestimmte ordnende Gesichtspunkte doch sehr naheliegend. Eine systematische Ausdehnung dieser Betrachtungen würde zu einer allgemeinen Morphologie der erdmagnetischen Stürme und Störungen beitragen, womit gleichzeitig ein Hilfsmittel gewonnen wäre für die Ableitung von Gesetzmäßigkeiten, nach denen ein wirkliches Sturmfeld aufgebaut ist und abläuft (synoptische Erdmagnetik).

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

\*) Vgl. z. B. Fig. 1, Beispiel 1 und 3; Fig. 2. Beispiel 2.

\*\*) Eine flüchtige Betrachtung zeigt, daß der Ablauf eines Sturmes an dem etwa diametral zu Potsdam liegenden *Christchurch* (Neu-Seeland) einen ähnlichen Verlauf zeigen kann (allerdings mit einer kleinen Phasenverschiebung), in dem Sinne, daß die Z-Störungsvektoren dabei immer während des ganzen Sturmverlaufs gegensinnig gerichtet sind. Andererseits scheint z. B. die große Nachmittagsaufwölbung von Z ein Phänomen von ausgesprochen räumlich begrenztem Auftreten zu sein!

## Berechnung der Stratosphärentemperatur aus Messungen der atmosphärischen Absorptionskoeffizienten des Ozons

Von R. Penndorf, Leipzig. — (Mit 2 Abbildungen)

Die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten des Ozons im Laboratorium ergab eine lineare Temperaturabhängigkeit für die Huggins-Bande. Die Absorptionskoeffizienten der gesamten Ozonschicht in der Atmosphäre wurden bestimmt, und daraus die Mitteltemperatur der atmosphärischen Ozonschicht von 0 bis 50 km zu  $-25^{\circ}$  bis  $-35^{\circ}\text{C}$  ermittelt. Unter Zugrundelegung der vertikalen Ozonverteilung, der beobachteten Temperaturwerte bis zu 25 km Höhe und Annahmen über die Temperaturverteilung zwischen 25 bis 50 km ergibt sich eine Mitteltemperatur, die zwischen  $-32^{\circ}$  bis  $36^{\circ}$  liegt. Eine Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten ergibt sich nur, wenn die Stratosphäre zwischen 30 bis 50 km warm ist und Temperaturen von weit über  $0^{\circ}\text{C}$  aufweist.

Die Temperatur der Stratosphäre zwischen 30 bis 50 km Höhe kann noch immer nicht mit den Methoden der direkten Aerologie bestimmt werden. Aber es gibt bereits zahlreiche indirekte Methoden, die im wesentlichen eine qualitative Übereinstimmung ergeben haben. Zuerst aus Messungen über die anomale Schallausbreitung, dann aus Meteorbeobachtungen und schließlich aus der vertikalen Verteilung und den Absorptionsverhältnissen des Ozons wurde die Temperaturverteilung errechnet. Übereinstimmend ergab sich eine Zunahme der Temperatur ab 30 km und ein Maximum zwischen 40 bis 50 km Höhe, wobei die Temperaturen auf Werte um und sogar über den Gefrierpunkt ansteigen.

Zu diesen Methoden hat sich noch eine weitere gesellt. Es kann der Absorptionskoeffizient des Ozons im Laboratorium bei verschiedenen Temperaturen und bei verschiedenen Drucken des Ozons gemessen werden, was Vassy\*) sehr gründlich und gewissenhaft ausgeführt hat. Er hat dazu in der Huggins-Bande zwischen 3100 bis 3400 Å gemessen. Ein Druckeffekt ließ sich nicht auffinden, was immerhin überrascht, aber alle Rechnungen sehr vereinfacht. Wohlgermerkt gilt dies nur für diese Banden im Violetten, im UR wird sehr wohl der vermutete Druckeffekt eintreten. Eindeutig ergab sich eine Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten von der Temperatur, derart, daß die Maxima der Banden ungeändert, die Minima aber bei tieferen Temperaturen noch tiefer liegen, also dort weniger absorbiert wird. In der Chappius-Bande dagegen nimmt die Absorption bei abnehmender Temperatur zu. Daraus folgt also schon ein ganz verschiedenartiges Verhalten dieser beiden Banden. Über die ersten derartigen Versuche habe ich schon früher berichtet\*\*). Inzwischen haben außer Vassy auch Dufay\*\*\*) und

\*) E. Vassy: Sur quelques propriétés de l'ozone et leurs conséquences géophysique. — Diss. Paris 1937 und Ann. de phys. 8, 677 (1937).

\*\*) R. Penndorf: Beiträge zum Ozonproblem. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, II. Ser. Bd. 8, Heft 4, S. 216 (1937).

\*\*\*) J. Dufay: Température de l'ozone atmosphérique d'après la structure des bandes de Huggins dans le spectre du ciel bleu. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. Suppl. 62, 27 (1937).

Déjardin\*) die Absorptionskoeffizienten der atmosphärischen Ozonschicht gemessen, wobei sich zeigte, daß die Absorptionskoeffizienten des atmosphärischen Ozons Temperaturen des Ozons von  $-25^{\circ}$  bis  $-35^{\circ}$  entsprechen. Vassy konnte nämlich aus seinen Messungen einen linearen Zusammenhang zwischen der absoluten Temperatur des Ozons und dem Absorptionskoeffizienten des Ozons in der Huggins-Bande ableiten.

Nun kann man die Absorptionskoeffizienten des atmosphärischen Ozons bestimmen, wenn man die Gesamtmenge kennt und erhält so für verschiedene Wellenlängen Werte des Absorptionskoeffizienten, die man mit den im Laboratorium, bei variabler Temperatur bestimmten, vergleicht; denn zu jeder Temperatur gehört ein ganz bestimmter Absorptionskoeffizient  $k_{\lambda}$ . Auf diese Weise kann man die Mitteltemperatur der gesamten atmosphärischen Ozonschicht vom Boden bis 50 km Höhe bestimmen, die wir im folgenden kurz als die Mitteltemperatur bezeichnen werden. Aus den wenigen Messungen ergibt sich für diese Mitteltemperatur bei Benutzung der Vassyschen Beobachtungen (Jungfraujoeh, August)  $-27^{\circ}\text{C}$ , für diejenigen Dufays (Lyon, November, April)  $-24^{\circ}\text{C}$ . Déjardin fand für seine Beobachtungen (M<sup>t</sup> Blanc-Gebiet, Juli)  $-35^{\circ}\text{C}$ . Die Beobachtungs- und Meßfehler exakt in Richtung zu stellen, ist nicht möglich, doch kann man die Werte zwischen  $-25$  bis  $-35^{\circ}$  als brauchbar ansehen.

Vassy hat aus seinen Beobachtungen die Temperatur der Stratosphäre zwischen 30 bis 50 km zu  $+15^{\circ}\text{C}$  bestimmt, wobei er die Atmosphäre in fünf Schichten einteilt. Diese Einteilung ist jedoch sehr grob, außerdem hat man jetzt bessere Werte der vertikalen Verteilung des Ozons, so daß es lohnend erschien, die Temperaturverteilung aus diesem Effekt erneut zu berechnen.

Die Mitteltemperatur des Ozons läßt sich folgendermaßen berechnen: Ich wähle einzelne Schichten (Dicke 1 km), die eine Ozonmenge  $o_i$  enthalten und eine Mitteltemperatur  $\bar{T}_i$  besitzen. Jeder Temperatur einer Schicht gebe ich das statistische Gewicht entsprechend ihrer Ozonmenge  $o_i$ . Die Mitteltemperatur  $\bar{T}_m$  der gesamten Ozonschicht wird dann

$$\begin{aligned}\bar{T}_m \cdot \sum_i^n o_i &= o_1 \bar{T}_1 + o_2 \bar{T}_2 + \dots + o_n \bar{T}_n \\ &= o_1 \frac{T_0 + T_1}{2} + o_2 \frac{T_1 + T_2}{2} + \dots + o_n \frac{T_{n-1} + T_n}{2}\end{aligned}$$

also

$$\bar{T}_m = \frac{\sum_{i=1}^n o_i \bar{T}_i}{\sum_{i=1}^n o_i}.$$

---

\*) G. Déjardin, A. Arnulf und D. Cavassilas: Coefficients d'absorption et température moyenne de l'ozone atmosphérique. C. R. Acad. Sci. Paris **205**, 809 (1937).



Die Atmosphäre wird in Schichten von 1 km Dicke eingeteilt, und für die Ozonmenge werden pro Schicht die neuen Werte von Götz\*) benutzt.

Zunächst wird die Temperatur des Ozons für die unteren Schichten berechnet, soweit brauchbare Temperaturwerte vorliegen. Folgende Tabelle 1 zeigt die Werte und Ergebnisse:

Tabelle 1. Mitteltemperatur  
der Ozonschicht zwischen 0 bis 25 km Höhe ( $\bar{T}_{m_1}$ ) und 0 bis 50 km ( $\bar{T}_{m_2}$ )

	$\bar{T}_{m_1}$	$\bar{T}_{m_2}$
Lindenberg, Sommer . . . .	— 42°	
„ Winter . . . .	— 55	
München, 6. VI. 35 . . . .	— 42	— 34.5°
„ 7. VI. 35 . . . .	— 43	— 35

Ein wesentlicher Unterschied ist ganz auffällig, nämlich je nachdem, ob ich im Sommer oder im Winter messe; und ein geringer Unterschied innerhalb der Meßgenauigkeit, wenn ich an aufeinanderfolgenden Tagen messe, selbst wenn in der Troposphäre durchgreifende Änderungen der aktuellen Temperatur stattfinden (Fig. 1). Troposphärische Temperaturänderungen allein, ohne gleichzeitige Veränderung der vertikalen Verteilung, können also die Mitteltemperatur nicht beeinflussen.

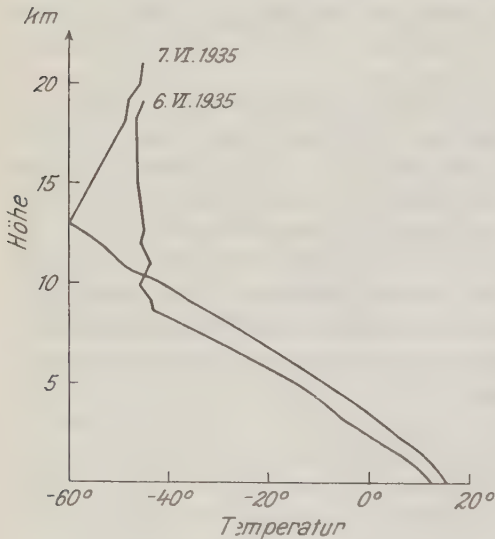


Fig. 1. Temperaturverteilung über München am 6. und 7. Juni 1935. (Gemessene Werte)

Für die Temperaturverteilung über 25 km wurden mehrere plausible Fälle durchgerechnet:

1. Lineare Zunahme der Temperatur von der Tropopause bis 35 km Höhe auf — 38° C, dann Zunahme auf + 8° C in 40 km Höhe und jetzt drei Wege, die aus Fig. 2 zu ersehen sind:

- a) die maximale Temperatur in 50 km mit + 47° C,
- b) die maximale Temperatur in 47 km mit + 70° C,
- c) die maximale Temperatur in 47 km mit + 90° C.

2. Lineare Zunahme der Temperatur von 30 auf 40 km, und dann ebenfalls die obenerwähnten drei Verteilungskurven a) bis c) von 40 bis 50 km.

\*) P. Götz: Ergebnisse der kosmischen Physik, Bd. III. Die Werte verdanke ich einer freundlichen brieflichen Mitteilung von Dr. Götz. Er hat auch schon 1933 die ersten Berechnungen der Mitteltemperatur ausgeführt.

Die Wahl des Maximums in 47 km und die Form der Kurven wurde mir durch die Ergebnisse meiner früheren Rechnungen\*) nahegelegt. Solch hohe Werte haben die Rechnungen von Whipple\*\*) und Gowan\*\*\*) ergeben. Legen wir diese Verteilungen zugrunde, so finden wir für die Mitteltemperatur der Gesamtozonschicht folgende Werte (siehe Tabelle 2).

Wenn wir diese berechneten Werte der Mitteltemperatur mit der oben erwähnten Bestimmung aus den Absorptionskoeffizienten des atmosphärischen Ozons, die zwischen  $-25^{\circ}$  bis  $-35^{\circ}$  C ergeben, vergleichen, so finden wir, daß diese berechneten Temperaturen noch wesentlich tiefer als der Mittelwert von etwa  $-30^{\circ}$  C sind. Daraus folgt, daß die Bestimmungen von Vassy und Dufay noch zu hohe Temperaturen liefern, und nur die neueste Bestimmung von Déjardin richtig ist. Dessen Ergebnisse stimmen ganz auffallend gut mit den hier berechneten Mitteltemperaturen überein. Da ich eine Temperaturverteilung vorgegeben habe und die Mitteltemperatur berechnete und nicht, wie Vassy, i. e., die

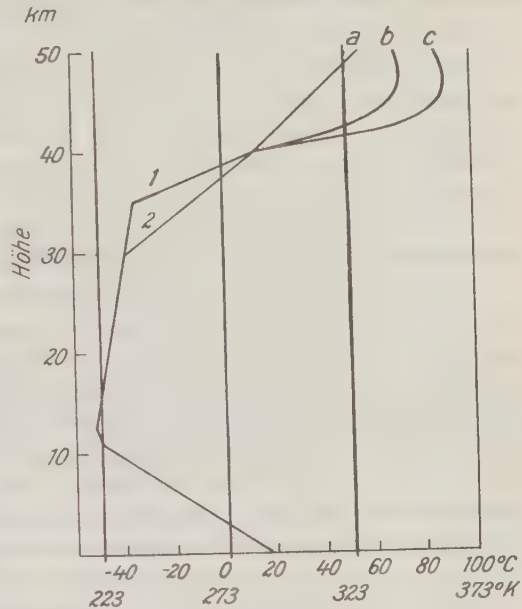


Fig. 2. Temperaturverteilung in der Atmosphäre. 0 bis 25 km Höhe, wahre Temperaturverteilung über Lindenberg Sommerwerte. 25 bis 50 km Höhe, verschiedene Annahmen. Diese Verteilungen liegen den Rechnungen zugrunde

Tabelle 2. Mitteltemperatur der effektiven Ozonschicht von 0 bis 50 km Höhe

Temperaturverteilung	Mitteltemperatur des Ozons	
	Sommer	Winter
1a	— 36.5°C	
1b	— 35.7	— 42.6°C
1c	— 34.7	
2a	— 34.4	
2b	— 33.6	
2c	— 32.6	

\*) R. Penndorf: a. a. O., S. 266, Fig. 27.

\*\*) F. J. W. Whipple: The propagation of sound to great distances. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. **61**, 285 (1935).

\*\*\*) E. H. Gowan: The effect of ozone on the temperature of the upper atmosphere. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. Suppl. **62**, 34 (1937).

Mitteltemperatur vorgebe und die Temperatur der obersten Schichten berechne, so spricht die Übereinstimmung meiner Rechnung mit den Beobachtungen von Déjardin für die Richtigkeit der Annahmen über die vorgegebene Temperaturverteilung zwischen 40 bis 50 km (Fig. 2).

Daraus könnte aber auch folgen, daß die Temperatur der Stratosphäre zwischen 30 bis 50 km noch höher sein muß, als wir angenommen haben, oder die angenommene vertikale Ozonverteilung noch ungenau ist. Eine Klärung würde vielleicht neue Messungen erbringen, bei denen man nicht wie bisher die Ozonbanden mit Sonnenlicht erfaßt, sondern mit Zenithlicht tiefer Sonnenstände, also den Götz-Effekt ausnützt. Auf diese Temperaturbestimmung der höchsten Ozonschichten hat Götz\*) als erster hingewiesen.

Da die allerobersten Schichten über 40 km wegen des geringen Ozongehaltes nur wenig zur Mitteltemperatur beitragen, so scheinen mir diese Ergebnisse, da eine Temperatur von weit über 100° C in 50 km unwahrscheinlich ist, auch darauf hinzudeuten, daß das Maximum der Temperatur nicht erst in 47 km Höhe liegt, sondern sich schon bei etwa 40 km befindet. Bei meinen früheren Rechnungen wurde nur die Wirkung der Strahlung auf die Temperaturverteilung berechnet, nicht aber die Wirkung von Austausch, Konvektion und Advektion, also der meteorologischen Einflüsse. Diese könnten sehr wohl dafür sorgen, daß die durch Absorption hervorgerufene Temperaturverteilung sich ändert und das Maximum tiefer rückt. Die Bearbeitung der deutschen Sprengungen ergab ja, daß die Umbiegung der Schallstrahlung in 40 km Höhe erfolgt.

Eine andere Deutung ist die, daß die vertikale Ozonverteilung doch noch etwas anders aussieht, als sie nach dem Götz-Effekt sich berechnet, und zwar in der Hinsicht, daß der Schichteffekt noch ausgeprägter vorhanden ist. Die Unterteilung der Schichten, die Götz angenommen hat, ist noch nicht so fein, um insbesondere über die Verteilung in den allerobersten Schichten über 40 km Höhe völlig einwandfreie Aussagen zu machen. Außerdem ist die Verteilung bei verschiedenem Gesamt ozongehalt unterschiedlich, insbesondere ist der Schichteffekt bei hohen Werten des Ozongehaltes ausgeprägter als bei geringen.

Da aber die ungefähre Verteilung um das Maximum feststeht, so wird eine neue Verteilungskurve keine wesentliche Änderung der Zahlen in Tabelle 2 bringen.

Aus den diskutierten Möglichkeiten ergibt sich, daß wahrscheinlich den Werten von Déjardin das größere Gewicht beizulegen ist, da die berechnete Mitteltemperatur der gesamten Ozonschicht mit seiner, aus den Beobachtungen abgeleiteten Mitteltemperatur gut übereinstimmt.

Aus diesen Rechnungen folgt also wiederum, daß die Atmosphäre zwischen 30 bis 50 km Höhe warm ist, und daß Temperaturen von über 0° C auftreten.

---

\*) P. Götz: Neue Arbeiten zum Ozonproblem. Meteorol. Zeitschr. 50, 455 (1933).

Wenn in diesen Höhen keine Temperaturzunahme eintreten würde, dann wären die oben erwähnten Messungen einfach nicht zu deuten. Die Absolutwerte, die wir in Fig. 2 eingetragen haben, werden den wahren Werten in diesen Höhen ziemlich nahekommen. Das ganze ist ein neues Beispiel dafür, wie wertvoll das Studium des atmosphärischen Ozons für die Erforschung der höheren Luftschichten sein kann.

*Leipzig, Geophysikalisches Institut, März 1938.*

## Die Messung der Antennenersatzkapazität in der Funkmutung

Von **Volker Fritsch**, Brunn. — (Mit 5 Abbildungen)

Es wird ein Kapazitätsmeßgerät nach dem Reißverfahren beschrieben. Die Frequenzkontrolle erfolgt durch einen Quarz. Die Kompensationskapazität ist so unterteilt, daß eine rasche und genaue Abgleichung möglich wird. Es wird darauf Wert gelegt, mit möglichst wenigen beweglichen Bestandteilen auszukommen. Daher wird nur ein einziger Drehkondensator verwendet. Die Bedienung muß nach bestimmten, in der Arbeit kurz angegebenen, Gesichtspunkten erfolgen

In der Funkmutung bedient man sich häufig der sogenannten Antennenkapazitätsverfahren\*). Über dem zu untersuchenden Untergrunde wird eine Antenne verspannt und diese wird mit einem Schwingungskreise von bekannten Dimensionen verbunden. Nun wird die Eigenfrequenz des gesamten Kreises bestimmt. Ist dies geschehen, so wird die Antenne abgeschaltet und an deren Stelle eine reine Kapazität angeschaltet. Die Größe dieser „Ersatzkapazität“ wird so bemessen, daß die Eigenfrequenz des Kreises den gleichen Wert wie bei angeschalteter Antenne beibehält. Der aus der Antenne, den geologischen Leitern des Untergrundes und zusätzlichen Schaltungselementen des Meßkreises gebildete komplexe Widerstand wird also durch einen imaginären, rein kapazitiven Widerstand ersetzt. Die Schaltung einer solchen Anordnung zeigt Fig. 1.  $M$  ist ein rückgekoppeltes Audion,  $C'$  ist der Meßkondensator und  $R_A$  der komplexe Widerstand des Antennenkreises. Die Antenne ist über dem zu untersuchenden Raume verspannt. Es wird nun einmal

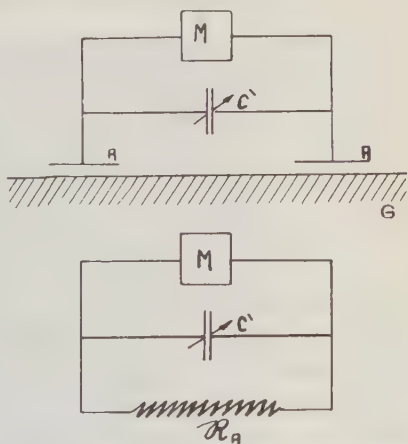


Fig. 1. Ersatzschema und Anordnung für die Funkmutung nach der Antennenkapazitätsmethode

\*) Siehe u. a. ETZ. 58, 1241 (1937); 57, 857ff. (1936).



der Reißpunkt der Schwingungen bei eingeschaltetem Antennenkreise bestimmt. Dann wird diese abgeschaltet und der Kondensator  $C'$  solange verstellt, bis wieder die Schwingungen abreißen. Die Differenz der beiden Kondensatoreinstellungen heißt „Antennenersatzkapazität“. Aus ihr kann auf die elektrischen und aus diesen wieder auf die geologischen Verhältnisse im Untergrunde geschlossen werden\*).

Für die Durchführung dieser Messung ist nun jedes Reißgerät verwendbar. Die Besonderheiten des Betriebes bedingen jedoch die Einhaltung besonderer Gesichtspunkte. Zunächst muß auf die raue Betriebsform und auf die zahl-

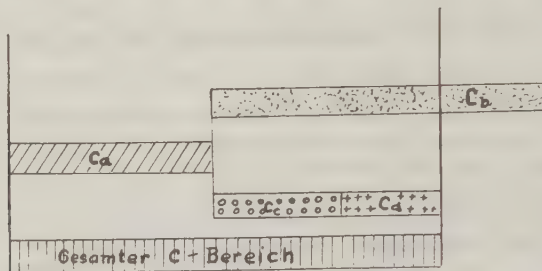


Fig. 2. Bereich der grob- und feinveränderlichen Kapazitäten

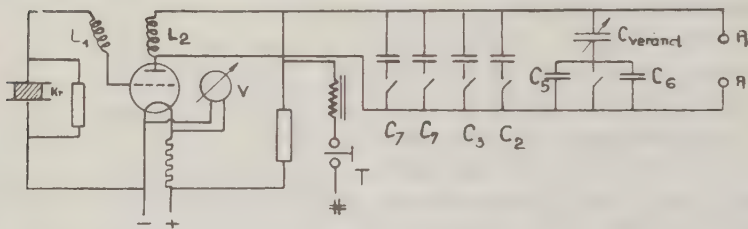


Fig. 3. Schaltenschema der Meßanordnung nach dem Abreißverfahren

reichen möglichen Störungsquellen Rücksicht genommen werden. Weiter muß es möglich sein, die Kapazität  $C'$  rasch abzugleichen und richtig zu unterteilen. Die Apparate müssen durchweg ohne Erdung auskommen, da eine solche bei funkgeologischen Messungen unmöglich ist. Schließlich muß alles vorgekehrt werden, um den Einfluß der Hand- und Körperkapazität zu vermeiden.

Für die zweckmäßige Unterteilung der Kapazität  $C'$  gelten ungefähr folgende Gesichtspunkte. Der gesamte Kapazitätsbereich  $C'$  wird in den Vorschaltbereich  $C_a$ , den Suchbereich  $C_b$ , den festen und schließlich den veränderlichen Feinstellbereich ( $C_c$  und  $C_d$ ) unterteilt. Die Aufteilung zeigt Fig. 2. In Fig. 3 ist das Schaltenschema der Anordnung dargestellt. In diesem sind auch die erforderlichen

\*) Näheres siehe „Beiträge zur Funkgeologie VI.“, Beitr. ang. Geophys. 1938 (im Druck).



Fig. 4a. Außenansicht des Meßgerätes

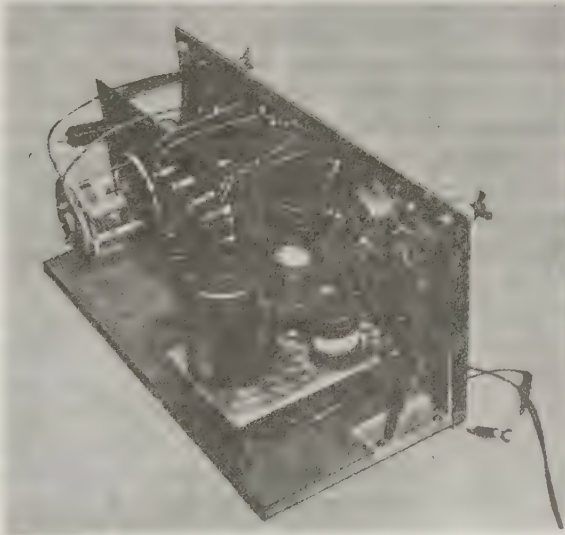


Fig. 4b. Innenansicht des Meßgerätes

Teilkapazitäten eingetragen. Für ihre Dimensionierung gilt, wenn die Kapazität des Drehkondensators mit  $C_{\text{ver}}$  bezeichnet wird, ungefähr folgendes:

$$0 < C_1 < C_b, \quad C_2 = C_3 = \frac{C_b}{3},$$

$$0 < C_4 < \frac{4}{9} C_b,$$

$$C_1 = \frac{C_{\text{ver}} (C_5 + C_6)}{C_{\text{ver}} + C_5 + C_6} \quad \text{und} \quad C_4 = \frac{C_{\text{ver}} \cdot C_5}{C_{\text{ver}} + C_5}.$$

$C_7$  wird den jeweiligen Verhältnissen angepaßt.

Die Steuerung der Oszillatorröhre erfolgt durch den Quarz *Kr*.  $L_1$  ist die Rückkopplungsspule,  $L_2$  die Spule des Anodenkreises. Das Instrument *V* gestattet die genaue Einstellung der Heizspannung, die überaus kritisch ist. Im Anodenkreise liegt schließlich noch das Telephon *T*, mit dem das Einsetzen und Abreißen der Schwingungen kontrolliert werden kann. Dieses Telephon muß unbedingt in das Gerät fest eingebaut werden. Da der Apparat aus einiger Entfernung bedient werden muß, so empfiehlt sich unter Umständen die Anwendung einer Niederfrequenzverstärkung, um den Ton zu verstärken. In Fig. 4a ist eine Innenansicht und in Fig. 4b eine Außenansicht eines vom Verfasser für diese Meßzwecke entwickelten Gerätes zu sehen. Das Gerät ist in einen Metallkasten eingebaut. In diesem sind auch die Stromquellen enthalten, so daß der Apparat lediglich die beiden Antennenklemmen besitzt, ansonsten aber keinerlei Anschlüsse aufweist. Der gesamte Kapazitätsbereich beträgt ungefähr 800 cm. Die veränderliche Kapazität des Drehkondensators mißt ungefähr 400 cm.

Für die Bedienung sind bestimmte Gesichtspunkte von Wichtigkeit. Wie schon erwähnt, muß besonders die Heizspannung genau eingehalten werden\*). Auch die Anodenspannung kann kritisch werden. Das Gerät muß stets in gleicher Höhe über dem Erdboden aufgestellt werden und auch die Bedienungsperson muß möglichst gleichen Abstand einhalten. Schließlich muß die Meßeinrichtung auch vor zu großer Erwärmung und vor Verstaubung geschützt werden.

Prag, im April 1938.

---

\*) Siehe auch Beitr. ang. Geophys. 7, 53ff. (1937).

## Neuere Gangbeobachtungen an Pendeluhrn

Von H. Gockel, Göttingen — (Mit 6 Abbildungen)

Es werden neuere Gangbeobachtungen an den Schuler-Uhren während der Monate Mai bis September 1937 mitgeteilt. Die Uhren zeigen gleichzeitig mit dem Zeitsignal von Rugby Sprünge des Uhrganges von der Größenordnung  $\frac{1}{100}$  sec/dies. Die Gangsprünge wiederholen sich etwa alle 6 Tage und müssen auf eine gemeinsame Ursache zurückgeführt werden. Die Ursache der Gangänderungen wurde noch nicht festgestellt. Gleichzeitig gibt die Arbeit einen Überblick über die augenblicklichen Gangleistungen der Schuler-Uhren, deren Genauigkeit bei Beseitigung der Gangsprünge um das 10fache gesteigert werden könnte.

1. *Aufbau und Betriebsdaten der Uhren.* Es soll an dieser Stelle über die Gangmessungen berichtet werden, die vom Verfasser im Jahre 1937 an den beiden in der Sternwarte Göttingen aufgestellten Schuler-Pendeln gemacht wurden. Die Messungen wurden auf Anregung und mit Beratung von Prof. M. Schuler durchgeführt.

Beide Uhren haben als Pendelmasse ein „Ausgleichspendel“, das aus einem Stück Invarstahl geschmiedet ist. Durch das Ausgleichprinzip wird der Uhrgang unempfindlich gegen Längenänderungen am Aufhängepunkt des Pendelstabes\*). Die Pendel sind in einem mit 100 mm Wasserstoff gefüllten Zylinder aufgehängt und auf Schneiden gelagert, die auf ebenen Lagertischen aus Achat ruhen. Um ein „freies Pendel“ zu bekommen, d. h. ein Pendel mit größter Unempfindlichkeit gegen äußere Störungen, werden die Pendel elektromagnetisch angetrieben. Am oberen Ende des Pendelstabes befindet sich ein permanenter Magnet, der in einer Spule mit der Pendelbewegung hin- und herschwingt. Durch die Antriebsspule fließt ein in jeder Sekunde umgeschalteter Strom, der den Stab elektromagnetisch antreibt.

Die Umschaltung des Stromes in der Antriebsspule erfolgt bei beiden Uhren grundsätzlich verschieden. Die Uhr I steuert sich selbst, eine Hilfsuhr wird nicht benötigt. Am unteren Ende des Pendelstabes befindet sich eine Blende, die in der ersten Halbschwingung des Pendels einen Lichtstrahl abdeckt, der in der zweiten Halbschwingung auf eine Photozelle fällt. Die Photozelle steuert über einen Verstärker ein Schaltrelais. Das Relais lädt in jeder Sekunde über die Antriebsspule des Pendels einen Normalkondensator auf und entlädt den Kondensator in jeder zweiten Sekunde ebenfalls über die Antriebsspule. Bei der Auf- und Entladung des Kondensators fließt durch die Spule ein Stromstoß, der das Pendel im Durchschlagpunkt durch die Nullage elektromagnetisch antreibt.

Die Uhr II benutzt den in der Literatur\*) schon oft beschriebenen Antrieb mit Arbeitsuhr. Der Strom in der Antriebsspule wird dabei von einer Hilfsuhr geschaltet, die vom Hauptpendel völlig getrennt ist und die Schaltleistung über-

\*) M. Schuler: Zeitschr. f. Phys. **42**, 547 (1927).



nimmt. Damit die Hilfsuhr mit dem Hauptpendel synchron läuft, wird sie zu jeder halben Stunde durch eine Verstärkeranlage mit Photozellensteuerung vom Hauptpendel selbsttätig synchronisiert.

Die beiden Schuler-Pendel waren in ihrem Antrieb vollkommen getrennt und unabhängig. Sowohl die auf höchste Konstanz stabilisierten Antriebsspannungen wie alle anderen Betriebsspannungen wurden getrennten Stromquellen und Schaltgeräten entnommen\*). Die Uhren sind in getrennten Räumen aufgestellt, die thermostatisch geschützt sind und eine Temperaturkonstanz bis zu  $\pm 0.1^{\circ}$  aufweisen. Beide Pendel schwingen in verschiedenen Ebenen, sie sind an einem kräftigen Pfeiler der Sternwarte befestigt, auf dem das frühere große Beobachtungsfernrohr gestanden hat. Um Kopplungen auszuschalten, wurden sie um 10 sec/dies gegeneinander verstimmt. Eine gegenseitige Beeinflussung der Pendel ist so nicht möglich, weder über die Antriebsgeräte noch durch Energieübertragung zwischen den Uhren.

Die Pendel arbeiten mit einer Amplitude von etwa 60 Bogenminuten. In diesem Gebiet ist nach der elliptischen Funktion der Einfluß der Amplitudenschwankungen auf den Uhrgang noch nicht sehr groß. Andererseits kann man die Amplitude nicht viel kleiner machen, da die Uhren sonst zu empfindlich werden gegen Störungen durch Erschütterungen usw. Die Amplitude konnte auf  $\pm 0.1$  Bogenminute konstant gehalten werden. Die genaueren Betriebsdaten der Uhren waren folgende:

*Pendel I* schwingt in NS-Richtung mit einer Amplitude von  $\pm 39.6'$ , auf  $\pm 0.1'$  konstant; angetrieben durch Selbststeuerung; Pendelraumtemperatur  $22.8^{\circ} \pm 0.2^{\circ}$ .

*Pendel II* schwingt in OW-Richtung mit einer Amplitude von  $\pm 37.0'$ , auf  $\pm 0.15'$  konstant; angetrieben durch Arbeitsuhr; Pendelraumtemperatur  $23.0^{\circ} \pm 0.1^{\circ}$ .

2. *Die Meßgenauigkeit.* Vor der Mitteilung der Beobachtungsergebnisse muß noch auf die Meßgenauigkeit eingegangen werden, die bei der Ermittlung des Uhrganges erreicht wurde. Um den täglichen Uhrgang zu bekommen, wurden die Uhrstände an jedem Tag mit dem Zeitsignal von Nauen 13.01 Uhr verglichen. Bringt man an jedem Tag die von den verschiedenen Zeitinstituten monatlich herausgegebenen genaueren Korrekturen an, so bekommt man den Anschluß an die astronomische Zeit, die für die Korrektur der Signalstände zugrunde gelegt wurde. Die Beobachtungen wurden so ausgeführt, daß jeden Tag um 13.01 Uhr das Nauen-Signal und die Sekunden-Kontakte der Pendel mit einem S. & H.-Schleifenzosillographen photographisch registriert wurden. Aus dem Abstand des Signaleinsatzes von dem betreffenden Uhrkontakt lassen sich auf dem Oszillographenfilm die Uhrstände bestimmen (Fig. 1). Als Vergleichsmaßstab

---

\*) H. Gockel: Phys. Zeitschr. 38, 65 (1937).

zwischen den vollen Sekunden-Kontakten wurden die Schwingungen einer 100-Hertz-Stimmgabel mitregistriert.

In jede Messung gehen so die Fehler der Stimmgabel mit ein. In einer 100-tägigen Meßzeit wurde daher die Stimmgabel geprüft. Es ergab sich dabei ein mittlerer Fehler der Stimmgabel von  $\pm 0.43\%$ . In jede Signalbeobachtung geht ein Stimmgabelfehler von  $\pm 2.2 \cdot 10^{-3}$  sec ein. Bei der Bildung des täglichen Uhranges ergibt das einen Gangfehler von  $\sqrt{2} \cdot 2.2 \cdot 10^{-3} = \pm 3.1 \cdot 10^{-3}$  sec/dies. Dazu kommt noch der Ablesefehler der Sekunden-Kontakte bei der Auswertung der Filme. Zählt man diesen zu dem Stimmgabelfehler zu, so erhält man den gesamten *Beobachtungsfehler*, der zu

$$M_B = \pm 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ sec/dies}$$

ermittelt wurde. Dieser Wert läßt sich verringern, wenn es nur auf die Uhrvergleiche der beiden Pendel untereinander ankommt. In diesem Falle kann die Aufnahmezeit beliebig gewählt werden, das Nauen-Signal wird überflüssig. Die

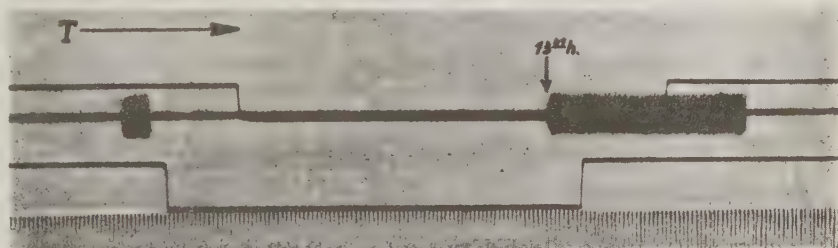


Fig. 1. Nauen-Signal mit den Sekunden-Kontakten der beiden Uhren und der 100 Hertz-Stimmgabelmarke

Stimmgabelfehler werden am kleinsten, wenn die Sekunden-Kontakte der beiden Pendel synchron schalten, d. h. wenn sich die Uhrgänge überholen. Da die Pendel eine Verstimmung von etwa 10 sec/dies gegeneinander hatten, geschieht das am Tag zehnmal. Man kann also zehn Aufnahmen am Tag machen, bei denen die Stimmgabel nur in einem sehr kleinen Bereich als Zeitmaßstab benutzt wird. Nehmen wir an, daß die Sekunden-Kontakte der beiden Pendel zur Registrierzeit höchstens  $\frac{1}{10}$  sec auseinanderliegen, so beträgt der durch die Stimmgabel verursachte Meßfehler  $= \pm 0.1 \cdot 0.43 \cdot 10^{-2} \text{ sec} = \pm 4.3 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ .

**3. Genauigkeit des Uhranges.** Die Messungen des Uhranges erstreckten sich über die Zeit vom 12. Mai bis 9. September 1937. Wegen Umbauarbeiten in der Sternwarte mußten die Beobachtungen im September abgebrochen werden. Für die Auswertungen der Gänge wurden die täglichen Registrierungen des Nauen-Signals 13.01 Uhr mit den Sekunden-Kontakten der beiden Uhren zugrunde gelegt. Aus den Oszillogrammen lassen sich einmal die Uhrgänge der beiden Pendel gegeneinander und dann die Uhrgänge der Pendel gegen die astronomische Zeit

bestimmen. Die Korrektion der Signalstände des Nauen-Signals wurde nach den Verbesserungsangaben des Geodätischen Instituts Potsdam vorgenommen. Es sind so die Pendel an die Potsdamer astronomische Zeit angeschlossen.

Aus der Differenz zweier aufeinander folgender Standbeobachtungen wurden stets die *täglichen Gänge* gebildet. Um die Uhrgänge auf den Wert Null zu reduzieren, mußte von den täglichen Gängen ein fester Gangwert abgezogen werden, denn die Pendel waren sowohl gegen die astronomische Zeit wie gegeneinander in ihrer Schwingungszeit verstimmt. Die Abweichungen vom Wert Null entsprechen den täglichen Gangfehlern der Uhren. In Fig. 2 sind diese Uhrgänge für die Zeit von Mai bis September 1937 aufgetragen. Die Werte sind unverbesserte Gangwerte, sie enthalten noch alle Beobachtungs- und Meßfehler. Aus der Abbildung sieht man, daß Gangabweichungen um mehr als  $\frac{1}{100}$  sec/dies sehr selten sind. Die beiden Uhren gehen etwa gleich genau, die relativen Uhrgänge

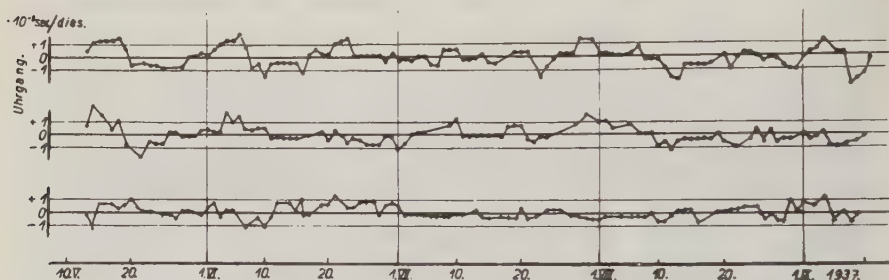


Fig. 2. Genauigkeit des Uhrganges: Mai—September 1937

- Gang Uhr I gegen Uhr II
- Gang Uhr I gegen Potsdamer astronomische Zeit
- ×—×—×— Gang Uhr II gegen Potsdamer astronomische Zeit

der Pendel gegeneinander zeigen die gleichen Fehler wie die Gänge gegen astronomische Zeit. Bemerkenswert ist, daß die Konstanz des Uhrganges über die Zeit von 120 Tagen sehr gut ist, der Uhrgang wird weder größer noch kleiner. Eine Tendenz in der Verteilung der Meßpunkte ist nicht festzustellen, die Streuung scheint unregelmäßig zu sein. Es ist also aus diesen Beobachtungen nicht zu erkennen, wodurch die Gangfehler hervorgerufen sind. Es erwiesen sich für die Feststellung der Fehlerquellen die *Standbeobachtungen* als geeigneter. Daher wird auch im folgenden den Standbeobachtungen größere Beachtung geschenkt, aus ihnen lassen sich systematische Uhrfehler leichter erkennen als aus den Uhrgängen.

Vorher sollen jedoch noch die *mittleren täglichen Gangfehler* der Uhren berechnet werden. Aus den Beobachtungen wurde für den Gang der Uhr I gegen die astronomische Zeit von Potsdam ein mittlerer täglicher Gangfehler von  $\pm 7.07 \cdot 10^{-3}$  sec/dies ermittelt. Der gleiche Fehler für die Uhr II beträgt  $\pm 6.31 \cdot 10^{-3}$  sec/dies. Für den relativen Gang der Uhr I gegen die Uhr II würde ein mittlerer täglicher Gangfehler von  $\pm 7.98 \cdot 10^{-3}$  sec/dies bestimmt. Zieht



man von diesen Fehlern den unter Absatz 2 angegebenen Beobachtungsfehler  $M_B = \pm 3.6 \cdot 10^{-3}$  sec/dies ab, so ergeben sich als verbesserte mittlere Gangfehler für den Gang der Uhr I gegen astronomische Zeit:  $M_{I+A} = \pm 6.08 \cdot 10^{-3}$  sec/dies. Gang der Uhr II gegen astronomische Zeit  $M_{II+A} = \pm 5.20 \cdot 10^{-3}$  sec/dies. Relativer Gang der Uhr I gegen Uhr II:  $M_{I+II} = \pm 7.14 \cdot 10^{-3}$  sec/dies. Die Fehler gegen astronomische Zeit sind nicht allein Uhrfehler, diese Werte enthalten auch die Fehler der astronomischen Zeitbestimmung. Da der Fehler des relativen Ganges der Uhren gegeneinander bekannt ist, lassen sich die reinen Uhr- von den Fehlern der astronomischen Zeitbestimmung trennen. Führt man dies nach den Gleichungen:  $M_{I+A} = \sqrt{(M_I)^2 + (M_A)^2}$ ;  $M_{II+A} = \dots$  usw. durch, so bekommt man als *mittlere Fehler des täglichen Ganges* der:

Uhr I . . . . .	$M_I = \pm 5.5 \cdot 10^{-3}$ sec/dies
Uhr II . . . . .	$M_{II} = \pm 4.5 \cdot 10^{-3}$ „
Astronomischen Zeit . .	$M_A = \pm 2.6 \cdot 10^{-3}$ „

Es ergibt sich ein verhältnismäßig kleiner Fehler für die astronomische Zeit, wenn man bedenkt, daß sich dieser Wert aus den Fehlern der Zeitbestimmung in Potsdam und den Aufnahme Fehlern des Signals in Göttingen und Potsdam zusammensetzt. Andererseits zeigt die Rechnung, daß die Fehler der Uhren nicht auf Kosten eines zu groß angenommenen Fehlers der astronomischen Zeit als zu günstig berechnet wurden.

Die Werte zeigen, daß beide Pendeluhren etwa gleich gut gehen und eine Gangkonstanz erreichen, die sich nur noch mit den Gangleistungen der Quarzuhren vergleichen läßt. Eine Bildung des *10 täglichen* Uhranges wurde an dieser Stelle vermieden, da die Gangleistungen einer Uhr nur durch die mittleren *täglichen* Gangfehler einwandfrei dargestellt werden. Die Uhrfehler, über 10 Tage gemittelt, ergeben natürlich bedeutend günstigere Fehlerwerte.

4. *Sprünge des relativen Uhranges der beiden Uhren.* Da aus den Gangwerten nicht zu erkennen ist, wodurch die Genauigkeit der Uhren begrenzt ist, wurden als Ergänzung zu den Nauen-Aufnahmen am Tag mehrere Uhrvergleiche der beiden Uhren zu anderen Zeiten aufgenommen. Es kam dabei nur auf einen Vergleich der beiden Uhrstände untereinander an. Um eine möglichst hohe Meßgenauigkeit zu bekommen, wurden die Aufnahmen zu den Zeitpunkten gemacht, an denen die Sekunden-Kontakte der beiden Pendel synchron schalten, das war alle 4.8 Stunden. Es wurde so eine Meßgenauigkeit von  $\pm 4.3 \cdot 10^{-4}$  sec erreicht (siehe Absatz 2).

Diese engeren Meßreihen, die völlig unabhängig von dem Nauen-Signal aufgenommen sind, zeigten nun das wichtige Ergebnis, daß der relative Uhrgang der beiden Pendel plötzliche *Gangsprünge* macht. Mehrere Tage ist der Uhrgang sehr konstant und plötzlich, fast auf die Stunde genau festzustellen, ändert sich der Gang um ein Vielfaches der Meßgenauigkeit. Die Gangsprünge sind sehr schön in den Standkurven der Fig. 3 zu verfolgen. Die Abbildung gibt drei Meßreihen wieder. Bei der letzten Reihe vom 15. bis 30. Juni wurden weniger Standvergleiche



aufgenommen, die Sprünge sind aber auch hier eindeutig festzustellen. Um einen Überblick über die Ganggenauigkeit in den ungestörten Bereichen zwischen den Sprungtagen zu geben, habe ich die Standwerte vom 27. Mai bis 7. Juni noch einmal getrennt in Fig. 4 aufgetragen. Die beiden Geraden *A* und *B* würden dabei

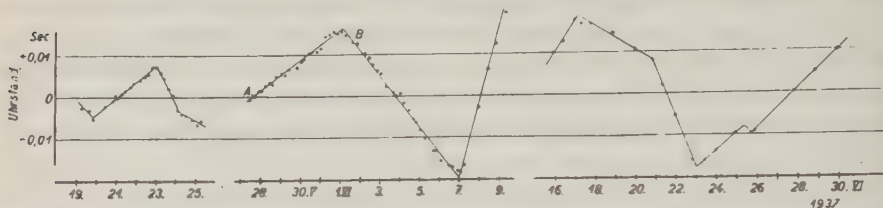


Fig. 3. Relativer Uhrstand der beiden Pendel aus drei engeren Beobachtungsreihen

getrennt ausgeglichen und so aufgetragen, als wenn kein Sprung vorhanden wäre. Die Rechnung ergibt für die Gerade *A* einen mittleren Gangfehler von  $\pm 0.00011$  sec/dies, für die Gerade *B* einen mittleren Gangfehler von  $\pm 0.00013$  sec/dies. Der Sprung vom 1. Juni hat eine Größe von  $9.89 \cdot 10^{-3}$  sec/dies und ist auf

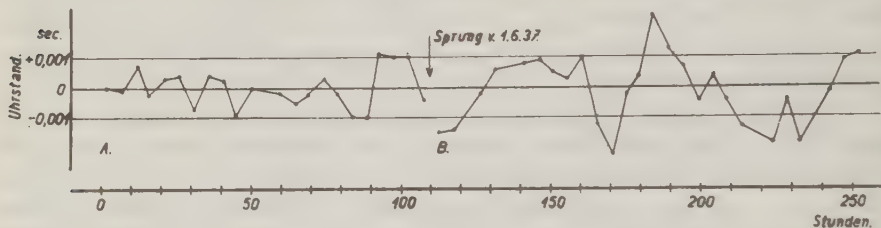


Fig. 4. Relativer Uhrstand der beiden Pendel vom 27. Mai bis 7. Juni 1937

$1.7 \cdot 10^{-4}$  sec/dies genau festgestellt, das entspricht einer Meßgenauigkeit der Sprünge von 2%. Dies Beispiel soll zeigen, daß die Sprünge auf jeden Fall reell sind, die Meßgenauigkeit ist auch bei den anderen Gangsprüngen nicht kleiner. Außerdem zeigt es die hohe Genauigkeit der Uhren an den Tagen, an denen keine Gangsprünge auftreten.

5. Die Uhrstände nach den Nauen-Signalaufnahmen. Doch nicht nur diese engeren Beobachtungsreihen des relativen Uhranges der Pendel zeigen die Sprünge auf. Auch die Standwerte, die aus den Nauen-Signalaufnahmen gewonnen wurden, lassen deutlich die Gangsprünge erkennen. Die Nauen-Aufnahmen ermöglichen einen Anschluß der Uhren an die astronomische Zeit, und so läßt sich weiter feststellen, welche der beiden Uhren die Sprünge hervorruft. Dies ist aus den relativen Gangwerten nicht zu ersehen. Das Ergebnis der Auswertung der Nauen-Signalaufnahmen gibt Fig. 5. Die oberste Kurve entspricht dem relativen Uhrstand der beiden Uhren gegeneinander, die beiden unteren Kurven zeigen die Stände der

Uhren gegen die Potsdamer astronomische Zeit. Diese Kurven zeigen einmal *langperiodische Schwankungen* von etwa 40 Tagen Periode, außerdem aber auch plötzliche Gangsprünge. Die längeren, scheinbar stetigen Schwankungen des Uhrstandes, laufen bei beiden Pendeln im gleichen Sinne. Es ist dies ein Beweis dafür, daß die astronomische Zeit nicht mit der aus der Erdgravitation bestimmten Zeit übereinstimmt. Da beide Pendel getrennt voneinander arbeiten, kann man diese Schwankungen nicht auf innere Uhrfehler zurückführen. Es sind entweder Schwankungen der Erdrotation oder des Absolutwertes der Schwere in Göttingen. Von den Schwankungen scheinbar völlig unabhängig sind aber auch die Sprünge des

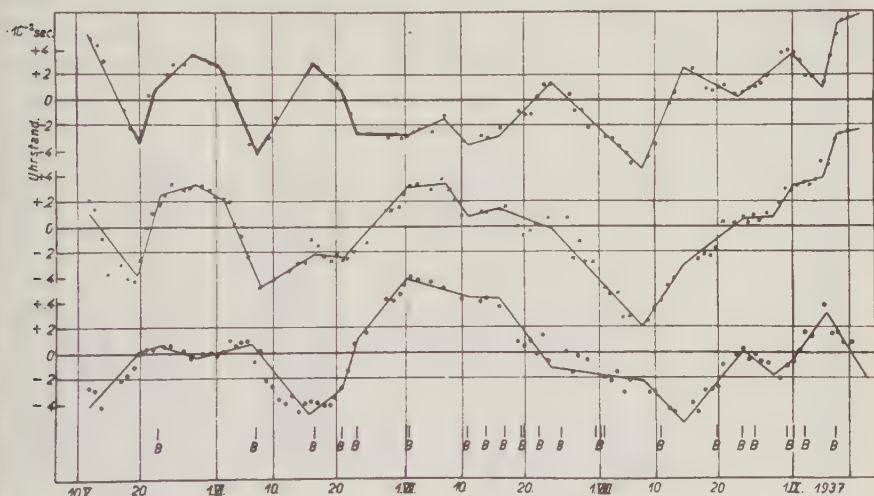


Fig. 5. Die Uhrstände nach den Nauen-Aufnahmen

- Relativer Stand: Uhr I gegen Uhr II  
 —X—X—X— Stand der Uhr I gegen astronomische Zeit  
 —○—○—○— Stand der Uhr II gegen astronomische Zeit

Uhranges vorhanden. Diese kommen besonders in der oberen Kurve, den relativen Uhrständen, klar zum Ausdruck, denn einmal fallen hier die Fehler weg, die die Übertragung der astronomischen Zeit mit sich bringt und dann heben sich in dieser Kurve alle gleichsinnigen Schwankungen auf, die die beiden Pendel einzeln gegen astronomische Zeit machen\*). Aus den Vergleichen mit der astronomischen Zeit ergibt sich, daß die Sprünge nicht auf eine Uhr zurückgeführt werden dürfen, sondern daß *beide* Uhren Gangsprünge aufweisen. Das sonderbare ist aber nun, daß die Uhren die Sprünge *zur gleichen Zeit* machen. An demselben Tag, an dem die Uhr I einen Gangsprung macht, zeigt sich auch der Knick in der *Standkurve* der Uhr II. Bei der Auswertung und Zeichnung der Fig. 5 ist es nicht möglich, die Sprünge der beiden Pendel auf verschiedene Tage zu verteilen, da man sonst

\*) H. Gockel: Zeitschr. f. Geophys. **13**, 223 (1937).

keine quantitative Übereinstimmung der Standkurven gegen astronomische Zeit mit den relativen Uhrständen der Pendel untereinander bekommt. Die Sprungtage sind durch die relativen Standwerte ziemlich eindeutig bestimmt.

Der Abstand der Gangsprünge beträgt im Mittel 6 Tage. Auf 120 Tage wurden 19 Gangsprünge der Uhr I gegen Uhr II gemessen, die ich in der Tabelle (Absatz 6) zusammengestellt habe. Die Aufstellung gibt die Größe und das Vorzeichen der Gangänderungen an, und zeigt noch einmal deutlich, daß die Sprungtage bei beiden Pendeln zusammenfallen.

#### 6. Koinzidenz der Gangsprünge mit den Gangänderungen des Rugby-Zeitsignals.

Nachdem die Koinzidenz der Sprünge bei beiden Uhren feststand, mußte man von vornherein annehmen, daß die Gangänderungen durch äußere Einflüsse ausgelöst

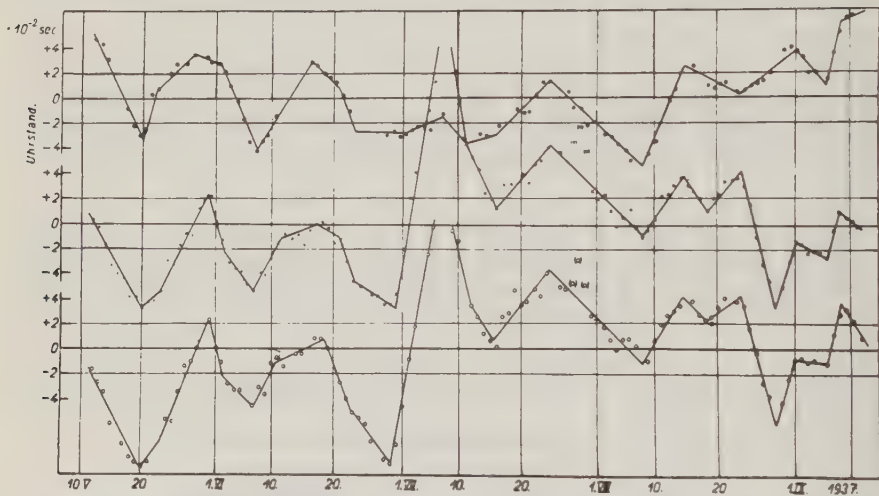


Fig. 6. Vergleich der Gangsprünge der Schuler-Pendel mit denen des Rugby-Zeitsignals 10.00<sup>h</sup> MGZ

- Relative Uhrstände der Schuler-Uhr I gegen Uhr II,
- Stand der Rugby-Signals gegen astronomische Zeit :
- ×—×—×— nach den Verbesserungen von Greenwich
- nach den Verbesserungen von Potsdam

werden, denn die beiden Pendel können sich in keiner Weise gegenseitig beeinflussen. Dies wurde aber noch deutlicher, als es sich herausstellte, daß nicht nur die Göttinger Schuler-Uhren, sondern ebenfalls der in Greenwich aufgestellte Zeitgeber des Rugby-Zeitsignals die Gangsprünge macht. Das tägliche, über den Sender Rugby ausgegebene Zeitsignal 10.00<sup>h</sup> und 18.00<sup>h</sup> MGZ wird von einer Shortt-Uhr gesteuert, die in Greenwich aufgestellt ist. Das Signal ist ein Maß für die täglichen Stände der betreffenden Shortt-Uhr. Die von Greenwich herausgegebenen monatlichen Verbesserungen des Signals geben also die Stände der Signaluhr gegen die astronomische Zeit. In die Fig. 6 sind diese Verbesserungen

des Rugby-Signals 10.00<sup>h</sup> MGZ für die Zeit von Mai bis September 1937 eingetragen. Die mittlere Kurve zeigt die Greenwicher Verbesserungen, die untere Kurve die vom Potsdamer Geodätischen Institut herausgegebenen Verbesserungen des gleichen Signals. Beide Kurven machen die gleichen Knicke, die Signaluhr des Rugby-Zeichens macht sowohl gegen die Greenwicher wie Potsdamer astronomische Zeit Gangsprünge. Und diese Gangsprünge fallen mit denen der Göttinger

Gangsprünge der Uhren von Mai bis September 1937

Alle Werte in Tausendstel sec/dies

Nr.	Tag	Schuler I gegen Schuler II	Schuler I gegen astronom. Zeit	Schuler II gegen astronom. Zeit	Rugby-Signal gegen astronom. Zeit
1	20. V.	+ 28	+ 24	— 4	+ 14
2	23. V.	— 14	— 17	— 3	+ 6
3	28. V.	— 8	— 5	+ 3	—
4	31. V.	—	—	—	— 39
5	1. VI.	— 10	— 10	—	+ 11
6	7. VI.	+ 25	+ 16	— 8	+ 16
7	12. VI.	—	—	—	— 7
8	17. VI.	— 11	— 3	+ 9	+ 4
9	21. VI.	— 10	+ 6	+ 16	— 13
10	23. VI.	+ 14	—	— 14	+ 13
11	1. VII.	+ 2	— 5	— 7	+ 33
12	7. VII.	— 7	— 7	—	— 55
13	11. VII.	+ 7	+ 9	+ 2	+ 15
14	16. VII.	+ 4	— 3	— 7	+ 16
15	24. VII.	— 10	— 4	+ 6	— 11
16	8. VIII.	+ 17	+ 13	— 5	+ 13
17	15. VIII.	— 15	— 4	+ 11	— 16
18	18. VIII.	—	—	—	+ 14
19	24. VIII.	+ 6	— 4	— 10	— 25
20	29. VIII.	—	+ 7	+ 7	+ 33
21	1. IX.	— 10	— 6	+ 4	— 17
22	6. IX.	+ 31	+ 15	— 15	+ 23
Durchschnittl. } Sprunggröße }		12.7	8.8	7.7	18.8

Uhren zusammen, das beweist der Vergleich mit der oberen Kurve. Hier sind noch einmal die Standwerte der Uhr I gegen Uhr II aufgetragen, die Kurve wurde der Fig. 5 entnommen. Man sieht sofort, daß diese Standwerte mit den Rugby-Signalständen synchron laufen. Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen den Meßwerten ist ausgeschlossen, denn die Standwerte der Uhr I gegen Uhr II wurden aus den Göttinger Uhrvergleichen ohne irgendwelchen Anschluß oder Zusammenhang mit der astronomischen Zeit von Greenwich oder Potsdam gewonnen.

Die Fig. 6 gibt die Stände des Rugby-Signals 10.00<sup>h</sup> wieder, ich hätte auch die Verbesserungen des 18.00<sup>h</sup>-Signals wählen können, die Kurven zeigen den gleichen Verlauf. In der Zeit vom 20. bis 23. Juli weichen die Verbesserungswerte



von den gezeichneten Geraden der Figur ab. Eine Erklärung hierfür gab zufälligerweise eine Nachricht des Royal-Observatory Greenwich, in der erwähnt wurde, daß die Signalgeber-Apparatur am 20. Juli nachreguliert wurde.

Um die Größe der Sprünge bei den Schuler-Uhren mit denen der Shortt-Uhr vergleichen zu können, habe ich in der vorstehenden Tabelle alle gemessenen Gangsprünge zusammengestellt.

Man sieht, daß nur an wenigen Tagen eine Uhr den Gangsprung allein macht, in den meisten Fällen machen alle Uhren den Sprung gleichzeitig. Die Gangänderungen sind bei der Rugby-Signaluhr doppelt so groß wie bei den Schuler-Uhren. Eine Tendenz in der Verteilung der Vorzeichen scheint nicht vorhanden zu sein.

7. *Deutung der Gangsprünge.* Bei der Frage nach der Ursache der Gangsprünge muß zunächst betont werden, daß Gangänderungen von der Größenordnung  $1/100$  sec/dies bei den Schuler-Uhren auf keinen Fall durch Abweichungen der Betriebsdaten erklärt werden können, denn die durch Temperatur, Amplitude usw. bedingten Gangänderungen der Uhren sind bedeutend kleiner. Alle drei Pendel, die Schuler-Pendel wie das Shortt-Pendel haben ein grundsätzlich verschiedenes Antriebssystem, eine gegenseitige Beeinflussung der Uhren ist ausgeschlossen. Außerdem können die Sprünge nicht zufällig entstehen, sondern es muß eine Störungsquelle geben, die auf alle drei Pendel einwirkt. Bei der Suche nach Koinzidenzen der Sprünge mit anderen physikalischen Erscheinungen wurde eine gewisse Übereinstimmung mit dem seismischen Verhalten der Erdoberfläche festgestellt. Dies zeigt die Fig. 5, in der alle Tage, an denen in Göttingen ein *Erdbeben* registriert wurde, durch die unten eingetragenen Buchstaben *B* gekennzeichnet sind. Die Beobachtungsdaten der Beben wurden mir freundlicherweise vom Geophysikalischen Institut Göttingen zur Verfügung gestellt. In die Zeichnung sind alle registrierten Beben, größere und kleinere, eingetragen. Eine große Anzahl von Beben fällt auf dieselben Tage, an denen die Pendel einen Gangsprung machen. In den Bereichen, in denen die Koinzidenz weniger überzeugend ist, ist die Streuung der Standwerte auch relativ größer. Es wäre vielleicht berechtigt, in diesen Gebieten eine größere Anzahl von Gangsprüngen anzunehmen. Wie weit die Beben in Wirklichkeit mit den Sprüngen in Zusammenhang stehen, ist heute noch nicht zu sagen. Außer seismischen Einwirkungen kämen vielleicht auch Störungen des Erdmagnetismus als gangändernde Ursachen in Frage. Ein Zusammenhang konnte jedoch hierbei in keiner Weise gefunden werden.

Schließlich bleibt noch die Frage, wodurch sich der Gang der Pendel ändert. Auch hierfür gibt es mehrere Möglichkeiten, die ich kurz angeben will. Der Uhr-gang ändert sich, wenn die Erdschwere, die Pendellänge oder die Mitschwingkonstanten zwischen Pendel und Gebäude schwanken. Daß die *Mitschwingkonstanten* bei drei getrennten Pendeln mit verschiedener Aufhängung zur gleichen Zeit springen sollen, ist wenig wahrscheinlich. Dagegen sind *Längensprünge des Invarstahles*, der zum Bau aller Pendel benutzt wurde, schon von anderer Seite

beobachtet worden. Es ist aber nicht zu erklären, warum die Pendellängen gleichzeitig springen sollen, zumal keine Koinzidenz mit der Aktivität des Erdmagnetismus festzustellen ist. Eine auslösende Wirkung von magnetischen Störungen wäre immerhin denkbar. Schließlich bleibt noch die Änderung der *Erdschwere* als Störungsursache. Änderungen des Absolutwertes der Schwere müssen sich bei den beiden in Göttingen aufgestellten Schuler-Pendeln gleich auswirken und sind daher in den relativen Standvergleichen nicht zu erkennen. Die relativen Standwerte (siehe Fig. 5) zeigen jedoch die Sprünge am deutlichsten. Wenn man annimmt, daß sich neben dem Absolutwert auch die Richtung der Schwere ändert, können auch die Sprünge bei den relativen Standwerten erklärt werden. Eine Richtungsänderung der Schwere in der Schwingungsrichtung eines Pendels bleibt ohne Einfluß auf die Schwingungszeit. Bei Abweichungen in der dazu *senkrechten* Richtung, in der der Pendelstab nicht nachfolgen kann, geht der Cosinus der Richtungsänderung in den Schwerewert ein. Da die Pendel in verschiedenen Ebenen schwingen, müssen sich demnach auch die Lotstörungen der Erdschwere verschieden auswirken. Es bleibt aber noch zu klären, ob die Lotstörungen die Schwingungszeit eines Pendels in der Größenordnung  $10^{-7}$  ändern können.

8. *Zusammenfassung.* Bei zwei in Göttingen aufgestellten Schuler-Uhren mit verschiedenem Antrieb wurden Gangsprünge beobachtet, die sich etwa alle 6 Tage wiederholen und in der Größenordnung von  $1/100$  sec/dies liegen. Die Sprünge erfolgen bei beiden Uhren zur gleichen Zeit und müssen eine gemeinsame Ursache haben. Durch Vergleiche mit den Verbesserungswerten des Rugby-Zeitsignals wurde festgestellt, daß die Signaluhr in Greenwich ebenfalls Gangsprünge macht, und zwar zu denselben Zeiten, an denen die Gänge der Göttinger Uhren sich ändern. Bei der Deutung dieser Beobachtungen wird eine gemeinsame Störungsursache angenommen. In einigen Zeitabschnitten ist eine Koinzidenz mit Erdbeben festzustellen. Die Gangänderungen können durch Schwankungen der Erdschwere, der Pendellänge oder der Mitschwingkonstanten zwischen Pendel und Gebäude hervorgerufen werden. Eine Feststellung, welche dieser Ursachen die Sprünge auslöst, kann heute noch nicht getroffen werden. Dies muß durch weitere Untersuchungen geklärt werden.

---

# Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1938\*)

Von W. Brunner, Zürich — (Mit 1 Abbildung)

## Ganze Sonnenscheibe

Datum	Januar	Februar	März	Datum	Januar	Februar	März
1.	117 <sup>a</sup>	M 62 <sup>c</sup>	74	17.	110 <sup>b</sup>	171 <sup>aad</sup>	140 <sup>a</sup>
2.	E 109 <sup>c</sup>	73 <sup>b</sup>	67 <sup>d</sup>	18.	110 <sup>b</sup>	174 <sup>a</sup>	105
3.	W 86 <sup>c</sup>	68 <sup>d</sup>	62	19.	E 104 <sup>c</sup>	145	80
4.	76	94	45 <sup>d</sup>	20.	M 119 <sup>c</sup>	98	77 <sup>d</sup>
5.	80 <sup>d</sup>	E 85 <sup>a c</sup>	43	21.	123 <sup>a</sup>	M 109 <sup>c</sup>	86
6.	101 <sup>a</sup>	128	W 52 <sup>c</sup>	22.	122	91	64 <sup>a</sup>
7.	E 102 <sup>c</sup>	124 <sup>d</sup>	78 <sup>d</sup>	23.	149	W 90 <sup>a c</sup>	71
8.	86	110	E 71 <sup>c</sup>	24.	108	M 92 <sup>c</sup>	66
9.	59	101 <sup>b</sup>	97 <sup>a</sup>	25.	94	E 83 <sup>c</sup>	59
10.	92	133 <sup>b</sup>	M 106 <sup>a c</sup>	26.	76 <sup>a</sup>	81 <sup>a</sup>	34 <sup>b</sup>
11.	98 <sup>a d</sup>	E 137 <sup>c d</sup>	E 134 <sup>c</sup>	27.	W 67 <sup>c d</sup>	M 97 <sup>a c</sup>	52 <sup>d</sup>
12.	104 <sup>d</sup>	E 161 <sup>c d</sup>	124 <sup>a</sup>	28.	76	85	55
13.	106	169	161	29.	59		M 65 <sup>c</sup>
14.	111	200 <sup>b</sup>	149	30.	79 <sup>d</sup>		73
15.	118	171	M 145 <sup>c</sup>	31.	76		86 <sup>d</sup>
16.	134	E 205 <sup>a c</sup>	161 <sup>d</sup>				
				Mittel . . . . .	98.4	119.2	86.5

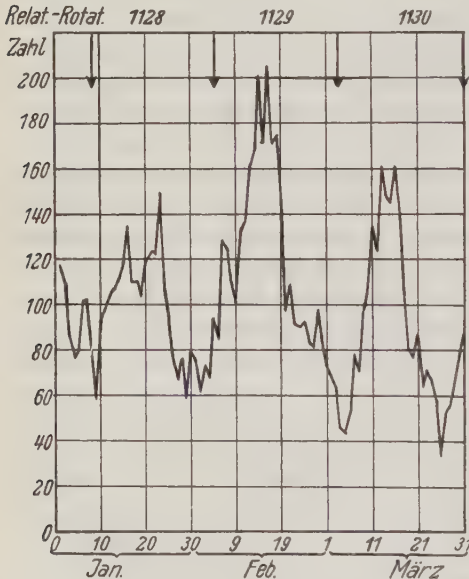


Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 26. Mai 1938.

## Erklärung zur Tabelle

*a* = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

*b* = Durchgang einer starken Gruppe oder eines einzelnen größeren Flecks durch den Zentralmeridian.

*c* = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

*d* = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

\*) Im Anschluß an die magnetischen Kennziffern (S. 68), die von jetzt an regelmäßig in dieser Zeitschrift veröffentlicht werden, sollen auch, um den Vergleich zu ermöglichen, die endgültigen Sonnenflecken-Relativzahlen hier erscheinen.

## Referate und Mitteilungen

### Notiz

Das Oberkommando der Kriegsmarine gibt wie im Vorjahre den Teil „Zeitsignale“ des soeben erschienenen „Nautischen Funkdienstes 1938“ (in Vertrieb bei E. S. Mittler & Sohn, Berlin, Kochstr. 68/71) als Sonderdruck zum Preise von RM 1.— heraus.

Das 47 Seiten umfassende Heft bringt zunächst:

1. Einheitszeit auf See durch Anwendung von Zeitzonen.
2. Liste der Länder, die eine Einheitszeit eingeführt haben.
3. Die gebräuchlichsten Arten der Zeitsignale und zwei Tafeln zur Reduktion der Koinzidenzsignale auf mittlere Zeit und auf Sternzeit.

Dann folgt unter Berücksichtigung sämtlicher inzwischen eingetretenen Änderungen die Beschreibung von 71 verschiedenen Zeitsignalen der ganzen Welt.

Die am Schluß des Heftes gegebene Zusammenstellung aller Funkzeitzeichen nach MGZ (Weltzeit), die bei dem Aufsuchen von Zeitsignalen von besonderem Nutzen sein kann, ist beibehalten worden. Das Heft ist ferner mit einem Verzeichnis aller darin aufgeführten Sendestationen versehen.

Mit dieser jährlich neu erscheinenden amtlichen Zusammenstellung aller Funkzeit-signale wird dem Bedürfnis der an Zeitzeichen besonders interessierten Kreise Rechnung getragen.

---

Am 12. Mai 1938 beging Herr Geheimrat Prof. Dr. Friedrich Kühnen seinen achtzigsten Geburtstag und am 22. Juni 1938 konnte Herr Geheimrat Prof. Dr. Andreas Galle dasselbe Fest feiern. Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft möchte diese Ehrentage nicht vorübergehen lassen, ohne beiden Jubilaren die herzlichsten Glückwünsche auszusprechen und ihre Leistungen kurz zu würdigen.

Geheimrat Kühnen hat von 1891 an bis zu seinem Ausscheiden am 1. Oktober 1923 das Geodätische Institut vom Hilfsrechner bis zum Abteilungs-Vorsteher durchlaufen. Er wurde seinerzeit von Helmert berufen, weil dieser einen physikalisch vorgebildeten Mitarbeiter brauchte. Die Tätigkeit Kühnens war daher in erster Linie den physikalischen und geophysikalischen Aufgaben des Instituts zugewandt. Von seinen vielen wertvollen Arbeiten können hier nur die wichtigsten erwähnt werden. Gleich zu Beginn seiner Tätigkeit war er maßgeblich an dem Nachweis beteiligt, daß der mittlere Meeresspiegel im Mittelländischen Meere in derselben Niveaufläche liegt wie in der Nord- und Ostsee. Von geradezu grundlegender Bedeutung ist die mühsame, mit Furtwängler durchgeführte absolute Bestimmung der Schwerkraft in Potsdam, auf der das Potsdamer Schweresystem beruht. Auch durch die Berechnung der Gezeiten-Rechenmaschine der Reichsmarine, die Kühnen auf einem neuen, von früheren derartigen Maschinen abweichenden Grundgedanken aufbaute, hat er sich ein bleibendes Denkmal gesetzt.

Geheimrat Galle trat schon im Jahre 1884 als Hilfsrechner in das Geodätische Institut ein, das er gleichzeitig mit Kühnen als Abteilungs-Vorsteher wegen Er-



reichens der Altersgrenze verließ. Da er von Hause aus Astronom war, wurde er zunächst an allen Arten astronomisch-geodätischer Arbeiten, die zu den Aufgaben des Instituts gehören, beteiligt. Bei diesen pflegt die Leistung des einzelnen meist nicht hervorzutreten, sondern als Teil im ganzen aufzugehen. Nur die erste grundlegende Bestimmung der Polhöhe des Institutes durch Galle hebt sich besonders heraus. Später beteiligte er sich auch an den geodätischen Rechnungen, so daß ihm die Bestimmung des Geoides im Harz übertragen wurde, mit der sein Name dauernd verbunden bleiben wird. Es ist der erste Versuch, ein größeres Flächenstück des Geoides aus einem engmaschigen Beobachtungsnetz abzuleiten und darzustellen. Die letzte große Arbeit von Galle war die Längengradmessung in 48° Breite. Sein vielseitiges Interesse hat Galle durch eine große Zahl von Büchern, Zeitschriften-Aufsätzen, Buchbesprechungen und Vorträgen bewiesen, die zum Teil allgemeinverständlich sind und zeigen, daß er auch die Gabe guter populärer Darstellung besitzt.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft gedenkt der hervorragenden wissenschaftlichen Verdienste der beiden Forscher in dankbarer Erinnerung und im Bewußtsein, daß sie allen Jüngeren ein leuchtendes Vorbild für uneigennützigem Arbeits-einsatz und völlige Hingabe an die übernommenen Pflichten bleiben werden. Sie wünscht ihnen das beste für ihren weiteren Lebensabend.

---

#### Druckfehlerberichtigung

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. XIII (1937). S. 313, 2. Zeile von unten lies:

$$\pi + \mu = h - p \quad \text{statt} \quad \tau + \mu = h - p.$$

## Über einige die Physik des Erdinnern betreffende atomtheoretische Beziehungen

(Kompressibilität und Abstoßungskraft der Ionen im Erdinnern, Ladungstrennung als mögliche Ursache des Erdmagnetismus)

Von H. Haalek, Potsdam. — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden die Beziehungen abgeleitet, welche zwischen dem Abstoßungsexponenten der Ionen, der Kompressibilität und dem Druck im Erdinnern bestehen. Die Berechnung des Kompressibilitätsfaktors auf Grund der atomtheoretischen Beziehung ergibt für den Erdkern eine Übereinstimmung mit den seismisch ermittelten Werten; für die Erdkruste ergeben sich zu kleine Werte. Die Beziehung zwischen den Abstoßungskonstanten, dem Druck und der elektrischen Feldstärke im Erdinnern wird aufgestellt und das Ergebnis in bezug auf die Möglichkeit, dadurch die Ursache des Erdmagnetismus zu erklären, kurz erörtert.

Der molekulare Aufbau der Materie im Innern der Erde ist unbekannt. Es ist sehr wahrscheinlich, daß bei den außerordentlich hohen Drucken, welche bis auf rund 3 Millionen Atm. ansteigen, tiefgehende Änderungen der Materie vor sich gehen. G. Linck\*) hat darauf hingewiesen, daß im Erdinnern folgende Anordnungen und Kombinationen der Atome und Moleküle wahrscheinlich sind:

1. Mehrfache Moleküle verbunden,
2. einfache Moleküle,
3. mehrfache Atome verbunden,
4. einfache Atome.

Nach Ansicht von G. Linck ist der Erdkern monatomig, und die Materie geht bis zur äußeren Erdkruste in den pleomolekularen Zustand über; Temperatur und Druck im Erdkern sind so stark, daß jede Kristallisation oder die Bildung chemischer Verbindungen nicht mehr möglich ist. Diese Ansicht, welche sehr viel für sich hat, wird wesentlich gestützt durch die Tatsache, daß keine transversalen Erdbebenwellen durch den *Erdkern* gehen, dieser sich also trotz des hohen Druckes *wie eine Flüssigkeit* verhält. Bei den folgenden Überlegungen gehe ich daher von der Vorstellung des *monatomigen Zustandes der Materie* aus und lasse es zunächst dahingestellt sein, wieweit das Ergebnis der Theorie für das Erdinnere zutrifft.

Soweit es erforderlich ist, eine bestimmte Form des Ionengitters anzunehmen, betrachten wir den mathematisch einfachsten Fall, d. i. die kubische Anordnung der Ionen. Bedeutet  $\sigma$  die Dichte einer Masse vom Volumen  $v$ ,  $k$  den Kompressi-

---

\*) G. Linck: Aufbau des Erdballs. Jena, Fischer, 1924.

bilitätsfaktor,  $A$  die Masse eines einzelnen Atoms,  $m$  die Anzahl der Atome in der Volumeneinheit,  $dp$  die Druckzunahme, so bestehen folgende Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} m \cdot s^3 &= 1 \\ m \cdot A &= \sigma \end{aligned} \right\} \text{ d. i. } s^3 = \frac{A}{\sigma} \quad \left. \begin{aligned} \frac{dp}{k} &= -\frac{dv}{v} = \frac{d\sigma}{\sigma} = -3 \frac{ds}{s} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Die elektrischen Ladungen der Ionen und Atome können, wenn es sich um ihre Nahzone handelt, nicht mehr als reine Punktladungen aufgefaßt werden; es treten noch zusätzliche *abstoßende Kräfte* auf, welche mit einer höheren Potenz des Abstandes  $r$  abnehmen\*). Rein phänomenologisch setzt man für das Potential  $\Phi$  der abstoßenden Kraft\*\*) zwischen 2 Atomen bzw. Ionen die Formel an:

$$\Phi = \frac{b}{r^n} \dots \dots \dots (2)$$

in welcher die Konstante  $b$  und der Exponent  $n$  von der Natur des Stoffes abhängig sind. Die *Ursache der abstoßenden Kraft* liegt irgendwie im Aufbau der Elektronenschalen (auf die Kernladung kommt es dabei nicht an), und zwar wird sie hauptsächlich bestimmt von der Zahl der an der Oberfläche des Ions befindlichen Elektronen. (Die abstoßende Kraft ist nicht in jeder Lage zwischen 2 Ionen vorhanden; theoretisch können auch Lagen möglich sein, in welchen statt der Abstoßung eine Anziehung eintritt. Die Konstanten der Formel (2) sind daher nur als *Mittelwerte* für die abstoßende Kraft aus der Gesamtheit der Ionen und ihrer relativen Lagen zueinander aufzufassen.) Die Größe  $b$  enthält die Dimensionen der um die Elektronenanordnungen umbeschriebenen Kugeln (Ionenradien); sie besitzt für die Atomphysik keine weitere Bedeutung und ist zahlenmäßig nicht bekannt. Der *Abstoßungsexponent*  $n$  ist dagegen für die *Atomtheorie der festen Körper* sehr wichtig, da von ihm die Kompressibilität der Stoffe abhängt. An Kristallgittern hat man aus der Kompressibilität und dem Gitterabstand für  $n$  Werte gefunden, welche zwischen 5 und 16 schwanken, meistens aber in der Größenordnung von  $n = 9$  liegen, den M. Born als den durchschnittlichen Wert ansieht. Wir werden daher im folgenden für  $n$  die Werte 7.9 und 11 einsetzen.

Berücksichtigt man, daß die abstoßende Kraft in der Nahzone zwischen 2 Ionen bzw. Atomen von dem Aufbau der Elektronenschalen verursacht wird, so ergibt die Betrachtung der in Fig. 1 dargestellten drei Fälle:

\*) Literatur über die Abstoßungskräfte im Handb. d. Phys.: Bd. X, Abschnitt von E. Grüneisen, S. 9ff.; Bd. XXII, Abschnitt von K. F. Herzfeld, S. 453ff.; Bd. XXIV, Abschnitt von M. Born u. O. F. Bollnow, S. 420ff.; M. Born: *Atomtheorie des festen Zustandes*, Leipzig 1923.

\*\*) Der Einfachheit wegen bezeichnet man als abstoßende Kraft nicht die gesamte elektrostatische Kraft zwischen zwei Ionen, sondern nur die *zusätzliche Kraft* zu der (einfach als Coulombsche Kraft bezeichneten) elektrostatischen Kraft, welche vorhanden wäre, wenn die Ladungen im Mittelpunkt der Ionen vereinigt wären.

Im ersten Falle (2 Ionen, d. h. Wirkung zweier Systeme von Elektronenschalen aufeinander) ist die zusätzliche abstoßende Kraft eine vorhandene Tatsache; im dritten Falle (2 freie Elektronen) ist diese, da es sich nur um Punktladungen handelt, gleich Null. Folglich können wir annehmen, daß im mittleren Falle 2 (d. h. Wirkung zwischen einem System von Elektronenschalen und einem freien Elektron) eine abstoßende Kraft in der Nahzone vorhanden ist, welche freilich nur einen Bruchteil derjenigen im Falle 1 beträgt (vgl. S. 117). (Analog wie die abstoßende Kraft zwischen 2 Ionen ist auch die abstoßende Kraft zwischen einem Ion und einem freien Elektron in einer komprimierten Masse nur als *Mittel* über ihre Gesamtheit und über alle möglichen Lagen relativ zueinander aufzufassen.) Ihre Größe ist in der Atomtheorie nicht bekannt. (Möglicherweise tritt sie überhaupt erst bei ganz starker, experimentell nicht herstellbarer Kompression einer Masse merkbar in Erscheinung.) Wir bezeichnen daher im folgenden die Konstante des Abstoßungspotentials mit  $b'$  und nehmen für den Abstoßungsexponenten  $n$  denselben Wert an wie im vorigen Fall. (Die Annahme eines etwas davon abweichenden Wertes für  $n$  ändert das Ergebnis im Prinzip nicht.)

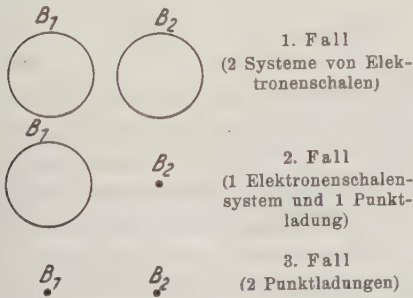


Fig. 1. Abstoßende Kraft zwischen Elektronenschalensystemen bzw. Punktladungen

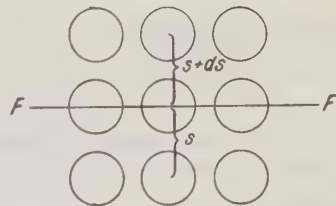


Fig. 2. Kubische Anordnung der Ionen

1. *Die Kompressibilität im Innern der Erde.* Wir denken uns jetzt eine Niveaufläche  $FF$  im Innern der Erde, also eine zum Mittelpunkt konzentrisch liegende Kugelfläche. Infolge der zunehmenden Kompression der Masse von der Oberfläche bis zum Mittelpunkt hin nimmt der Abstand der Ionen mit der Tiefe ab. Es sei  $s$  der Ionenabstand des Gitters unmittelbar *innerhalb* der Niveaufläche,  $s + ds$  derjenige unmittelbar *außerhalb* davon. (Das Ionengitter wäre also nicht mehr streng als kubisches zu bezeichnen; doch ist eine solche Abweichung als ganz unwesentlich zu vernachlässigen.) Auf der Niveaufläche laste der Druck  $p$  pro Flächeneinheit. Der Gegendruck der von der Niveaufläche eingeschlossenen Masse, der diesem das Gleichgewicht hält, ist die Resultierende aus der Gesamtheit der abstoßenden Kräfte der einzelnen Ionen der eingeschlossenen Masse auf die in der Niveaufläche befindlichen Ionen pro Flächeneinheit. Wegen der Größe des Abstoßungsexponenten  $n$  sind praktisch nur die Abstoßungskräfte der in



unmittelbarer Nähe der Niveauläche befindlichen Ionen wirksam. Ein einzelnes Ion der Grenzschicht übt nach Gleichung (2) einen Druck aus von

$$\frac{n \cdot b \cdot L}{s^{n+1}},$$

wo  $L$  einen Zahlenfaktor, der sich aus der Summierung der Abstoßungskräfte über die Gesamtheit der Ionen ergibt, bedeutet. Dieser Faktor ändert sich wegen der thermisch-kinetischen Bewegungen der Ionen um ihre Gleichgewichtslage für das einzelne Ion ununterbrochen.  $L$  ist daher als der Mittelwert des Faktors für sämtliche die Niveauläche berührenden Ionen aufzufassen. (Aus der kubischen Anordnung der Ionen ergibt sich durch eine einfache Überlegung an Hand von Fig. 2, daß  $L$  in der Größenordnung von etwa 1.2 bis 1.5 liegen muß.)

Summiert über die in der Flächeneinheit gegen die Niveauläche drückenden Ionen ergibt sich als Gegendruck der inneren Masse:

$$p = \frac{n b L}{s^{n+1}} m^{2/3} = \frac{n b L}{s^{n+3}} \dots \dots \dots (3)$$

Für differentielle Änderung von  $p$  und  $s$  gilt:

$$\frac{dp}{p} = - (n + 3) \frac{ds}{s},$$

woraus unter Berücksichtigung von (2) folgt:

$$k = \frac{n + 3}{3} p \dots \dots \dots (4)$$

Da der Faktor  $L$  aus der Gleichung herausfällt, können wir annehmen, daß die Beziehung von der Annahme einer bestimmten Form des Ionengitters nur wenig abhängt.

Mit Hilfe dieser Formel können wir jetzt den *Kompressibilitätsfaktor*  $k$  für das Erdinnere berechnen. Das Ergebnis ist in folgender Tabelle zusammengestellt (alle Größen in CGS-Einheiten; die Werte für  $p$  und  $k$  sind noch mit  $10^{12}$  zu multiplizieren). Der Druck  $p$  ist berechnet auf Grund von zwei Dichtegesetzen, welche als Grenzfälle angesehen werden können, zwischen denen das wirkliche Dichtegesetz des Erdinnern liegen muß (wahrscheinlich näher dem Grenzfall I\*).

a) Grenzfall I ( $D_3$ )

Tiefe (in km)	$p$	$k$			$k$ (seismisch)
		$n = 7$	$n = 9$	$n = 11$	
1200	0.5	1.7	2.0	2.3	4.4
1700	0.7	2.3	2.8	3.3	5.0
2900	1.3	4.3	5.2	6.1	5.1
2900					8.0
6370	2.7	9.0	10.8	12.6	13.5

\*) Fall A, und  $D_{11}$  nach H. Haalck: Über die Lagerung der Massen . . . , Zeitschr. f. angew. Geophys. Berlin, Verlag Borntraeger, 1924; vgl. auch B. Gutenberg: Lehrb. d. Geophys., Berlin 1929, S. 446 u. 466.

b) Grenzfall II ( $A_1$ )

Tiefe (in km)	$p$	$k$			$k$ (seismisch)
		$n = 7$	$n = 9$	$n = 11$	
1200	0.5	1.7	2.0	2.3	3.9
1700	0.7	2.3	2.8	3.3	5.2
2900	1.55	5.2	6.2	7.2	8.8
2900					6.6
6370	3.55	11.8	14.2	16.6	11.1

In der letzten Spalte sind die Werte von  $k$  angegeben, welche sich aus den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Erdbebenwellen in Verbindung mit dem Dichtegesetz ergeben\*). Um eine einwandfreie Vergleichsmöglichkeit zu haben, ist dabei für  $k$  das gleiche Dichtegesetz wie bei der Berechnung von  $p$  angenommen. Das Mittel aus den beiden Grenzfällen ist folgendes:

Tiefe (in km)	$p$	$k$			$k$ (seismisch)
		$n = 7$	$n = 9$	$n = 11$	
1200	0.5	1.7	2.0	2.3	4.2
1700	0.7	2.3	2.8	3.3	5.1
2900	1.42	4.7	5.7	6.7	6.9
2900					7.3
6370	3.12	10.4	12.5	14.6	12.3

Der Vergleich läßt erkennen, daß für den Erdkern die atomtheoretisch berechneten Werte des Kompressibilitätsfaktors  $k$  recht gut mit den seismisch ermittelten übereinstimmen. Für die Erdkruste liefert Gleichung (4) zu kleine Werte. Wir können daraus folgern, daß die Voraussetzungen, unter denen die Beziehung (4) aufgestellt worden ist, für die Erdkruste nicht mehr genügend zutreffen, daß also der Druck in diesen Tiefen eben noch nicht ausreicht, um den molekularen Zusammenhang hinreichend zu überwinden.

Gleichung (3) können wir dazu benutzen, um den Wert der Abstoßungskonstanten  $b$  größenordnungsmäßig für den physikalischen Zustand der Materie im Erdkern zu berechnen:

$$b_1 = \frac{p \cdot s^{n+3}}{n \cdot L} = \frac{p}{n \cdot L} \left( \frac{A}{\sigma} \right)^{\frac{n+3}{3}} \dots \dots \dots (5a)$$

In dieser Form können wir sie benutzen, indem wir für  $p$  den auf Grund der Dichtegesetze berechneten Druck im Erdinnern einsetzen. Doch können wir die Formel (3) auch noch in der Form benutzen, daß wir sie unter Berücksichtigung von (4) umformen in:

$$b_2 = \frac{8k}{n(n+3)L} \left( \frac{A}{\sigma} \right)^{\frac{n+3}{3}} \dots \dots \dots (5b)$$

wobei wir jetzt für  $k$  den seismisch in Verbindung mit dem Dichtegesetz ermittelten Wert des Kompressibilitätsfaktors einsetzen.

\*) Siehe Fußnote auf voriger Seite.

Die in den Formeln (5) vorkommenden Konstanten sind etwa:

$$L \cong 1.8$$

$$A = 9.2 \cdot 10^{-23} \text{ (Masse eines Eisenatoms).}$$

Das Ergebnis der numerischen Rechnung zeigt die folgende Tabelle:

Grenzfall I ( $D_2$ )							
Tiefe (in km)	$\sigma$	$b_1$			$b_2$		
		$n=7$	$n=9$	$n=11$	$n=7$	$n=9$	$n=11$
1200	4.8	1	0.6	0.3	2.7	1.3	0.6
1700	4.92	1.3	0.7	0.4	2.9	1.3	0.6
2900	5.2	2.1	1.1	0.6	2.5	1.1	0.5
2900	11.2	0.2	0.05	0.02	0.3	0.08	0.02
6370	11.2	0.3	0.1	0.04	0.5	0.1	0.04
		$\cdot 10^{-65}$	$\cdot 10^{-80}$	$\cdot 10^{-95}$	$\cdot 10^{-65}$	$\cdot 10^{-80}$	$\cdot 10^{-95}$

Grenzfall II ( $A_2$ )							
Tiefe (in km)	$\sigma$	$b_1$			$b_2$		
		$n=7$	$n=9$	$n=11$	$n=7$	$n=9$	$n=11$
1200	4.26	1.5	0.9	0.6	3.6	1.8	1.0
1700	5.63	0.9	0.4	0.2	1.9	0.8	0.36
2900	8.92	0.4	0.15	0.06	0.7	0.2	0.07
2900	9.18	0.4	0.1	0.05	0.5	0.1	0.05
6370	9.18	0.8	0.3	0.12	0.8	0.2	0.08
		$\cdot 10^{-65}$	$\cdot 10^{-80}$	$\cdot 10^{-95}$	$\cdot 10^{-65}$	$\cdot 10^{-80}$	$\cdot 10^{-95}$

Der Wert der Abstoßungskonstanten  $b$  für das Erdinnere ist also sehr stark davon abhängig, welchen Wert des Abstoßungsexponenten  $n$  man als richtig annimmt (am wahrscheinlichsten ist nach S. 112 wohl der Wert  $n = 9$ , entsprechend der Ansicht von M. Born); innerhalb der einzelnen Annahmen für  $n$  schwanken die errechneten Werte von  $b$  aber nur sehr wenig. Zu beachten ist dabei noch, daß die Voraussetzungen für die Anwendung der Formeln nach S. 115 für die Erdkruste nicht mehr ganz zutreffen; außerdem wäre hier für die Masse  $A$  eines Atoms wohl ein etwas kleinerer Wert angebracht.

2. *Ladungstrennung im Erdinnern.* Wir betrachten die Gleichgewichtsbedingung für ein in der Niveauläche  $FF'$  befindliches freies Elektron. Die auf das Elektron wirkenden Kräfte bestehen: 1. aus den nach dem Coulombschen Gesetz wirkenden Kräften der Punktladungen, 2. aus den Abstoßungskräften in der Nahzone der Ionen nach Gleichung (2). Die ersteren bilden in ihrer Gesamtheit die anziehende Kraft der elektrischen Feldstärke auf das Elektron  $-e\mathcal{E}$ , positiv nach dem Kugelmittelpunkt hin gerichtet. Nach Fig. 2 können wir für die abstoßende Kraft auf das freie Elektron setzen:

$$\frac{n \cdot b' L}{s^{n+1}} - \frac{n b' L}{(s + ds)^{n+1}},$$

wobei der Zahlenfaktor  $L$  ungefähr den auf S. 116 angegebenen Wert besitzt. Das erste Glied stellt die Abstoßungskraft durch die *innerhalb* der Niveaufläche, und das zweite diejenige durch die *außerhalb* der Niveaufläche befindlichen Ionen dar. Das gilt aber nur für ein streng kubisches Ionengitter; in Wirklichkeit befinden sich infolge der nach außen hin abnehmenden Kompression der Masse in der außerhalb der Niveaufläche befindlichen Ionenschicht im Verhältnis  $\frac{s^2}{(s + ds)^2}$  weniger Ionen pro Flächeneinheit, als auf der innerhalb der Niveaufläche befindlichen Ionenschicht. Das letzte Glied ist also, um die Abstoßungskräfte der betreffenden Ionenschichten ins richtige Verhältnis zueinander zu bringen, noch mit diesem Faktor zu multiplizieren.

Die Gleichgewichtsbedingung für das freie Elektron wird damit:

$$- e \mathfrak{E} + \frac{n b' L (n + 3)}{s^{n+1}} \cdot \frac{ds}{s} = 0.$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (1), (3) und (4):

$$\mathfrak{E} = \frac{b'}{b} \cdot \frac{s^2}{e} dp$$

oder um  $dp$  auf die Längeneinheit zu beziehen:

$$\mathfrak{E} = \frac{b'}{b} \cdot \frac{A}{e} \cdot \frac{dp}{\sigma} \dots \dots \dots (6)$$

*Diese Gleichung gibt an, wie Druckgradient und elektrische Feldstärke im Innern des kosmischen Massenkörpers einander das Gleichgewicht halten.* Es ist aber nicht möglich, numerische Werte für die Größe der Feldstärke aus der Atomtheorie abzuleiten, da der Faktor  $b'/b$  nicht bekannt ist.

*Das Maximum der Feldstärke würde sich für das Erdinnere (entsprechend  $dp$  als Funktion des Abstandes vom Mittelpunkt) etwa an der Grenze des Erdkerns, also in 2900 km Tiefe ( $r = 0,55 R$ ), ergeben.* Im homogenen Erdkern ist

$$\frac{dp}{\sigma} = - \kappa \frac{4}{3} \pi r \cdot \sigma.$$

Wir erhalten damit für die maximale Feldstärke im Erdinnern nach Gleichung (6)

$$\mathfrak{E}_{\max} = - \frac{b'}{b} \cdot \frac{A}{e} \kappa \frac{4}{3} \pi \sigma \cdot 0,55 R \dots \dots \dots (7)$$

wo also  $\sigma$  die Dichte im Erdkern,  $R$  den Erdradius,  $\kappa$  die Gravitationskonstante bedeuten.

Die Frage, wie auf Grund der Ladungstrennung im Erdinnern die Ursache des Erdmagnetismus erklärt werden kann, habe ich bereits in vorhergehenden Arbeiten



behandelt. In erster Näherung wurde für die Feldstärke im Innern kosmischer Massenkörper angesetzt\*):

$$\mathfrak{E} = C_1 \frac{4}{3} \pi e \sigma_m \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^\alpha \right] r,$$

wobei  $\sigma_m$  die mittlere Dichte,  $\alpha$  ein Exponent, für den verschiedene Werte eingesetzt wurden, und  $C_1$  eine universelle Konstante bedeuten. Diese wurde empirisch so angenommen, daß aus der Rotation des Erdkörpers mit seiner Ladungstrennung die Stärke des beobachteten erdmagnetischen Feldes resultierte. Damit ergab sich als maximale Feldstärke im Innern der Erde ein Wert von

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_{\max} &= -5.6 \text{ bis } -7.3 \cdot 10^{-5} \text{ (CGS.)} \\ &\left( = 5.0 \text{ bis } 6.6 \cdot 10^8 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right) \end{aligned}$$

im Abstände  $r = 0.5$  bis  $0.7 R$  vom Erdmittelpunkt. Dieser Wert stimmt mit der aus Formel (7) berechneten maximalen Feldstärke überein, wenn wir für  $b'/b$  den Wert  $1.0$  bis  $1.3 \cdot 10^{-5}$  einsetzen.

Die Anwendung der Formel (6) auf die *Sonne* ist unsicher, da das Dichtegesetz für das Innere der Sonne unbekannt ist. Der Größenordnung nach läßt sich aber die maximale Feldstärke angeben, wenn man die für das Erdinnere geltende Form (7) der Beziehung benutzt, wobei für den universellen Koeffizienten  $b'/b$  der empirisch bestimmte Wert  $1.0$  bis  $1.3 \cdot 10^{-5}$  und für die Dichte  $\sigma$  die mittlere Dichte der Sonne eingesetzt wird. Mit den numerischen Werten

$$\begin{aligned} R &= 6.95 \cdot 10^{10} \\ \sigma_m &= 1.48 \end{aligned}$$

erhalten wir dann für die maximale Feldstärke im Innern der Sonne:

$$\mathfrak{E}_{\max} = -0.87 \text{ bis } -1.14 \cdot 10^{-3} \text{ (CGS.)}$$

Nach dem in [4] als erster Näherung angenommenen mathematischen Ansatz für die Ladungstrennung im Innern kosmischer Massen ergab sich

$$\mathfrak{E}_{\max} = -1.3 \text{ bis } -1.7 \cdot 10^{-3} (= 1.2 \text{ bis } 1.6 \cdot 10^{10} \text{ Volt/cm}).$$

Das Ergebnis der Anwendung von Formel (6) auf Erde und Sonne zeigt also, daß der in der früheren Arbeit [4] als erste Annäherung gewählte mathematische Ansatz für die Ladungstrennung im Innern kosmischer Massen richtig war.

Die Frage, ob die Ursache des primären erdmagnetischen Feldes durch die Ladungstrennung im Erdinnern quantitativ erklärt werden kann, läßt sich durch die atomtheoretische Ableitung nicht entscheiden (vgl. [4], S. 250 und [3], S. 193), da die in Frage kommenden Konstanten zahlenmäßig nicht bekannt sind. Als Gründe, die dafür sprechen, lassen sich anführen, daß einmal die Theorie zu quantitativen Werten von Raumladungsdichtungen und Feldstärken führt, die

---

\*) Vgl. [4], S. 253. In der angeführten Arbeit [4] ist die Feldstärke absolut genommen; das richtige Vorzeichen ist Minus.

physikalisch plausibel sind, und zweitens die Tatsache, daß der Wert für  $b'/b$ , den man annehmen muß, um das magnetische Erdfeld quantitativ zu erklären, hinreichend übereinstimmt mit dem Wert, der angesetzt werden muß, um das vorhandene sonnenmagnetische Feld zu erklären.

### Literatur

[1] Haalek: Über eine neue physikalische Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luftelektrischen Vertikalstromes. Zeitschr. f. Geophys. **12** (1936), H. 2/3.

[2] Haalek: Kann bei sehr hohen Drucken in einer Masse durch einen Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden? Zeitschr. f. Phys. 1937, H.1/2.

[3] Diskussion Haalek-Schlomka über die Frage nach der Ursache des Erdmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. **13** (1937), H. 2—5.

[4] Haalek, H.: Über die physikalischen Ursachen des Magnetismus der Erde. Neue zusammenfassende Darstellung.) Gerl. Beitr. z. Geophys. 1938, S. 243—269.

---

## Bemerkungen zum Artikel von Karl Jung: „Über vollständig isostatische Reduktion“

Von Th. Niethammer

Es wird gezeigt, daß die bisher berechneten isostatischen Schwereanomalien in großer Annäherung auch als „vollständig isostatische“ Anomalien aufgefaßt werden können, wenn die von Herrn Jung eingeführte Flächenbelegung nicht auf einer Kugelfläche in 60, sondern rund 30 km Tiefe angenommen wird.

Herr K. Jung schlägt im Heft 1/2, S. 27 ff. des laufenden Jahrganges dieser Zeitschrift vor, die topographischen Massen, die in der Berechnung der isostatischen Reduktion der Schwerebeschleunigung als Kompensationsmassen berücksichtigt werden, derart in die Erdkruste zu verschieben, daß das Potential in der Ausgleichsfläche nicht oder nur um einen konstanten Betrag geändert wird; der hydrostatische Zustand in und unter der Ausgleichsfläche bleibt dann erhalten.

Der Forderung, den hydrostatischen Zustand in der Ausgleichsfläche nicht zu ändern, entspricht die Lagerung der Kompensationsmassen nicht, von der man bisher in der Berechnung der isostatischen Reduktion ausgegangen ist. Herr Jung stellt deshalb die Frage, wie groß die Verbesserungen seien, die man an den bisher abgeleiteten isostatischen Schwereanomalien anbringen müsse, wenn man diese auf eine jener Forderung entsprechende Lagerung der Kompensationsmassen umrechnen will. Zur Beantwortung dieser Frage geht er von folgenden Überlegungen aus. Zur Vereinfachung wird von der Abplattung der Erde abgesehen. Die topographische Masse  $dm$  im Abstand  $r$  vom Erdzentrum wird ersetzt durch die Flächenbelegung einer Kugelfläche mit dem Radius  $r < r_0$ ; die Dichte der Flächenbelegung wird so bemessen, daß ihr Potential im Innenraum

gleich dem Potential von  $dm$  ist. Wir bezeichnen diese Kugelfläche  $r$  als *Kondensationsniveau*. Die Wirkung dieser Flächenbelegung auf einen Punkt des Außenraumes, etwa den Aufpunkt  $A$  im Abstand  $\varrho$  vom Erdzentrum, ist dann gleich der Wirkung einer im Innenraum gelegenen Masse  $dm^*$ ; diese liegt aus Symmetriegründen auf dem Radius von  $dm$ . Ihre Größe und ihre Entfernung  $r^*$  vom Erdzentrum ist bestimmt durch die Bedingung, daß ihr Potential auf dem Kondensationsniveau gleich dem Potential von  $dm$  werde; das ist dann der Fall, wenn  $dm^*$  und  $r^*$  auf Grund der Beziehungen

$$dm^* = \frac{r}{r} dm \quad \text{und} \quad r^* = \frac{r}{r} r$$

angesetzt werden; es ist dann in irgendeinem Punkt des Kondensationsniveaus

$$\frac{dm}{e_0} = \frac{dm^*}{e_0^*},$$

wenn  $e_0$  und  $e_0^*$  die Entfernungen der Massen  $dm$  und  $dm^*$  bezeichnen. Wir nennen  $dm^*$  die *Inversionsmasse*, da ihre Größe und ihre Lage in analoger Weise bestimmt wird, wie bei der von Rudzki vorgeschlagenen „Inversionsmethode“.

Die Vertikalanziehung der Flächenbelegung auf den Aufpunkt  $A$  ist somit, wenn die Inversionsmasse die Entfernung  $e^*$  vom Aufpunkt hat, gleich

$$\frac{k dm^*}{e^{*2}} \frac{\partial e^*}{\partial \varrho}.$$

Die Masse der Flächenbelegung ist gleich  $dm^*$  und somit kleiner als  $dm$ , da

$$dm - dm^* = \frac{r - r^*}{r} dm$$

ist. Überlagert man der Flächenbelegung des Kondensationsniveaus noch eine Schicht von der konstanten Flächendichte

$$\frac{dm - dm^*}{4\pi r^2},$$

so wird die Gesamtmasse der Flächenbelegung gleich der topographischen Masse  $dm$ , ohne daß dadurch der hydrostatische Zustand in der Ausgleichsfläche geändert wird. Die Wirkung der zweiten Belegung von konstanter Dichte auf den Aufpunkt ist gleich der Wirkung einer gleich großen, im Erdmittelpunkt angebrachten Masse.

Die Vertikalanziehung  $\delta g$  der gesamten Flächenbelegung auf den Aufpunkt  $A$  (positiv genommen nach innen) wird mithin gleich

$$\delta g = k \frac{dm^*}{e^{*2}} \frac{\partial e^*}{\partial \varrho} + k \frac{dm - dm^*}{\varrho^2}.$$

Um den Betrag der Verbesserung abzuschätzen, den man an der in bisheriger Weise berechneten Vertikalanziehung  $\delta G$  der Kompensationsmassen anbringen muß, nimmt Herr Jung die Kompensationsmasse auf dem Radius von  $dm$  in der Mitte zwischen dem Meeresniveau und der Ausgleichsfläche an und legt auch das

Kondensationsniveau in diesen Mittelpunkt. Setzt man die Kompensationsmasse gleich groß an wie die topographische Masse, und ist ihre Entfernung vom Aufpunkt gleich  $e$ , so ist:

$$\delta G = k \frac{dm}{e^3} \frac{\partial e}{\partial \rho}.$$

Die gesuchte Verbesserung wird dann gleich:

$$\delta g - \delta G = k dm \left( \frac{r}{r e^{*2}} \frac{\partial e^*}{\partial \rho} - \frac{1}{e^3} \frac{\partial e}{\partial \rho} \right) + k dm \frac{r - r}{\rho^2}.$$

Die numerischen Werte von  $(\delta g - \delta G) : k dm$  werden von Herrn Jung, l. c., in der Tabelle 1 gegeben; sie gelten für die Annahmen:

$$\begin{aligned} &\text{Radius des Meeresniveaus } 6370 \text{ km,} \\ &r = \rho = 6371 \text{ km; } \quad r = 6310 \text{ km.} \end{aligned}$$

Die Tabelle läßt erkennen, daß man Verbesserungen von erheblichem Betrage an den bisher abgeleiteten isostatischen Anomalien wird anbringen müssen, wenn man sie auf Grund dieser Überlegungen in „vollständig isostatische“ Anomalien umrechnen will. Den von Herrn Jung durchgerechneten Beispielen, die sich auf Profile von Vening Meinesz'schen Schwerestationen beziehen, ist zu entnehmen, daß Verbesserungen bis zum Betrag von 100 mgal auftreten. Hiernach erscheint das nach dem bisherigen Reduktionsverfahren abgeleitete Material als recht wenig geeignet zur Beurteilung der Frage, ob sich größere Schollen der Erdkruste im isostatischen Gleichgewicht befinden.

Das neue Verfahren, das Herr Jung vorgeschlagen hat, läßt sich nun aber auch in anderer Weise zur Ableitung von „vollständig isostatischen“ Anomalien anwenden. Wir legen das Kondensationsniveau nicht in die 60 km unter dem Meeresniveau gelegene Kugelfläche  $r$ , sondern in die Kugelfläche vom Radius  $r'$ , der so bestimmt wird, daß

$$r = \frac{r'}{r} r'$$

wird; die Inversionsmasse  $dm^*$  fällt dann in das Niveau  $r$ , in dem auch die Kompensationsmasse  $dm$  liegt. In diesem Falle ist

$$dm^* = \frac{r'}{r} dm = \sqrt{\frac{r}{r'}} dm$$

und

$$\delta g = \frac{k dm^*}{e^3} \frac{\partial e}{\partial \rho} + \frac{k (dm - dm^*)}{\rho^2}.$$

Dieser Wert ist jetzt zu vergleichen mit dem Wert

$$\delta G = \frac{k dm}{e^3} \frac{\partial e}{\partial \rho}.$$



Es wird dann

$$\delta g = \delta G \sqrt{\frac{r}{r}} + k dm \frac{1 - \sqrt{\frac{r}{r}}}{\varrho^2}.$$

Der Faktor von  $\delta G$  nimmt, wenn sich die topographische Masse in 1 km Meereshöhe befindet und  $r = 6310$  km ist, den Wert

$$\sqrt{\frac{r}{r}} = 1 - 0.0048$$

an, d. h. vermindert man den in üblicher Weise berechneten Kompensationsbetrag  $\delta G$  um 0.5% und berücksichtigt noch das Glied  $k \cdot dm (1 - \sqrt{r/r})/\varrho^2$ , das übrigens einen nur sehr kleinen Betrag erreicht, so können auch die nach dem bisher üblichen Verfahren berechneten isostatischen Anomalien als „vollständig isostatische“ aufgefaßt werden. Das Kondensationsniveau der Flächenbelegung liegt jetzt in rund 30 km Tiefe unter dem Meeresniveau, d. h. es fällt ungefähr in das mittlere Niveau der Erdkruste unter den Kontinenten nach der Airyschen Vorstellung vom Schwimmgleichgewicht.

Will man den Umstand berücksichtigen, daß im Hayfordschen Reduktionsverfahren die Kompensationsmasse nicht gleich, sondern kleiner als die topographische Masse ist, so hat man  $dm$  im Ausdruck für  $\delta G$  zu ersetzen durch

$$dm \frac{r^3}{r^2};$$

es wird dann

$$\delta g = \delta G \sqrt{\left(\frac{r}{r}\right)^3} + k dm \frac{1 - \sqrt{\frac{r}{r}}}{\varrho^2}.$$

Der Faktor von  $\delta G$  wird unter den gleichen Annahmen wie vorhin gleich

$$\sqrt{\left(\frac{r}{r}\right)^3} = 1 + 0.0145.$$

Man hat also die  $\delta G$ -Werte um 1.45% zu vergrößern.

In beiden Fällen ist die Verbesserung so klein, daß sich ihre Berücksichtigung kaum lohnt in Anbetracht der Unsicherheit von schätzungsweise 2%, die man den berechneten isostatischen Reduktionen im allgemeinen wird zuschreiben müssen.

*Binnigen, Astronomische Anstalt der Universität Basel, Juni 1938.*

## Über die Polhöenschwankung in Latavia August 1931 bis September 1936

Von R. Schumann, Wien

Eine genügende Diskussion der Polhöenschwankungen muß die beständig auftretenden, zu großen Mißstimmigkeiten ebenso behandeln, wie Übereinstimmungen mit der üblichen Annahme einer Rotationsachse der Erde. — Eine sorgfältige mehrjährige Reihe von Polhöenschwankungen in Batavia wird untersucht; die Reihe widerspricht der aus den Messungen auf dem Internationalen Parallel errechneten Interpolationsformel. — Besetzung von Meridianen mit Stationen und geographische Anordnung aller örtlichen Schwankungskurven wird empfohlen.

I. Über Polhöenschwankungen in Batavia zwischen 1. Oktober 1933 bis dahin 1936 hatte J. H. G. Schepers der Union géodésique et géophysique internationale auf deren Konferenz in Edinburgh September 1936 einen Bericht vorgelegt; 1938 veröffentlichte er eine ausführliche Untersuchung [1] über die Ergebnisse zwischen August 1931 bis September 1936. Sie betrifft insbesondere die sukzessiven Summen  $[\Delta \varphi_m]^*$ , berechnet aus den  $\Delta\delta$ -freien Gruppenmitteldifferenzen  $\Delta \varphi_m$  einer und derselben Sterngruppe. Diese  $[\Delta \varphi_m]$  entsprechen den  $\Delta\delta$ -freien sukzessiven Summen  $\Sigma \Delta \Phi$  meiner früheren Untersuchungen; bei beiden Summationen tritt eine Anfangskonstante auf, über deren Elimination oder Bestimmung siehe später.

Im Jahre 1937 erschien eine Ableitung [2] für die „Polbahn“, berechnet von L. Carnera aus sieben von acht Polhöenstationen, die sich auf drei verschiedene Parallelkreise verteilen; eine erste „Polbahn“ (Fig. 1) folgte aus den fünf Stationen des internationalen Parallels  $+ 39^\circ$  Mizusawa, Kitab, Carloforte, Gaithersburg und Ukiah, eine zweite (Fig. 2) aus denselben zusammen mit La Plata und Nuova Adelaide, beide nahe dem Parallel  $- 35^\circ$ ; ausgeschlossen wurde Batavia ( $- 6^\circ 15'$ ) mit der Begründung: . . . la cui aggiunta, implicando necessariamente l'aggiunta dell' incognita dovuta all' incertezza delle declinazioni, non avrebbe recato un sensibile vantaggio.

\*) Der Index  $m$  kennzeichnet die Morning-Beobachtungen. In der Literatur treten Differenzen im Sinne: evening-morning auf; sie können betreffen: entweder Differenzen zwischen zwei Nachbargruppen *eines Tages*, oder solche zwischen den beiden Abschnitten *einer und derselben Gruppe*. Im ersten Falle beträgt die Zwischenzeit 2 Stunden desselben Tages, im zweiten 1 Monat, abgesehen von einer Verfrühung im Tage um 2 Stunden. Beim Aufsummieren solcher Differenzen werden etwaige Änderungen noch nicht genügend erkannter *Einflüsse* auf die Polhöenmessung auch mit aufsummiert. Bei den ersteren Summationen erscheinen die Jahresschlußfehler, bei der zweiten die An- oder Abstiege der  $\Sigma \Delta \Phi$ , außerdem andere gesetzmäßige Fluktuationen; beide Summen sind  $\Delta\delta$ -frei, bei beiden können die erwähnten unerkannten Einflüsse verstärkt auftreten, somit leichter erkannt werden. Ihre Ursachen treffen aber auch die Gruppenmittel, aus denen in der üblichen Weise die Polhöenschwankungen abgeleitet werden.

Im Februar 1938 übersandte ich der International Astronomical Union eine Untersuchung [3] über die Polhöenschwankungen 1936/37 mit Einschluß der in Batavia gemessenen nach einem  $\Delta\delta$ -freien Verfahren; dabei ergab sich u. a., daß die Schwankung in La Plata ( $\lambda = +58^\circ$ ), verschoben auf den Parallel  $+39^\circ$ , sich nicht gut einreicht zwischen Carloforte ( $\lambda = -8^\circ$ ) und Gaithersburg ( $\lambda = +77^\circ$ ).

Das Erscheinen der unter [1] genannten Arbeit von J. H. G. Schepers machte eine Ergänzung nötig, sie ist der Inhalt der nachstehenden numerischen Untersuchung.

II. Die seither für die Berechnung der Polhöenschwankungen angewandten Verfahren stoßen ohne Ausnahme auf wesentliche Mißstimmigkeiten; sie zu untersuchen und mitzuteilen, bevor nicht die Ursachen geklärt sind, ist ebenso wichtig, wie Mitteilung von Übereinstimmungen. J. H. G. Schepers untersucht vom Beginn des Polhöendienstes in Batavia an die Einflüsse aller angebbaren Fehlerquellen sehr ausführlich. Die Messungen haben eine hohe Genauigkeit; im folgenden werden aus der auf S. 14/15 in [1] mitgeteilten Reihe der  $[\Delta\varphi_m]$  nach einer  $\Delta\delta$ -freien Methode [4] Schwankungen der Stationspolhöhe abgeleitet. Zu diesem Zwecke ist zunächst eine Folge von Mittelwerten der  $[\Delta\varphi_m]$  zu berechnen, in denen die beiden Hauptschwankungen von 12 und von 14 Monaten [5] in ausreichender Näherung eliminiert sind; von zwei Mittelungen, eine über 13\*), eine über 12 Monate, ergab die erstere die kleineren Restschwankungen mit Halbamplituden von  $0''.01$  im Durchschnitt, während die Unterschiede zwischen beiden Mittelreihen  $< 0''.017$  blieben, s. Tabelle 1.

Die fünfte Spalte enthält die  $\Delta\delta$ -freien Polhöenschwankungen aus den  $[\Delta\varphi_m]$ , sie sind zugleich befreit von der oben erwähnten Anfangskonstanten.

Wegen gewisser Äußerungen gegen die sukzessive Summation der  $\Delta\varphi$  (oder der  $\Delta\Phi$ ) siehe [6]; trotz der theoretisch berechenbaren Verminderung der Gewichte tritt erfahrungsgemäß nach dem Abbeschen Kriterium keine Vergrößerung der übrigbleibenden Fehler auf, die  $[\Delta\varphi_m]$  wie die  $\Sigma \Delta\Phi$  verhalten sich ebenfalls wie beobachtete Größen.

Bei graphischem Eintragen zeigte sich, daß die Kurve der Mittel:  $\frac{1}{13} S_1^{13}$ ,  $\frac{1}{13} S_2^{14}$  usf. vom Beginn an bis etwa April 1935 auffällig nahe *linear* anstieg, so daß sich die Möglichkeit zu einem Schlusse auf eine Eigenschaft der unbekannten Störungsquelle darbot; danach ging die Kurve allmählich in einen Abstieg über. Aus der Schepersschen Folge der  $[\Delta\varphi_m]$  ergab sich nachstehendes Zahlenbild (Tabelle 1).

Die Unterschiede zwischen den Polhöen in Batavia und den interpolierten Werten aus dem internationalen Parallel (letzte Spalte Tabelle 1) sind gesetzmäßig und viel zu groß; sie können schwerlich aus den kleinen lokalen Gliedern

\*) Zu einer Zeit großer Amplitude der Chandlerschen Periode (etwa  $0''.16$ ) war Mitteln über 14 Monate vorteilhaft; siehe [4], Spalte 337/38.

Tabelle 1

Datum nach Schepers		$[d q_m]$ S. 14/15	$\frac{1}{13} s_1^{13}$	Differenzen gegen $\frac{1}{12} s_1^{12}$	$\delta$ -freie Schwan- kung in Batavia	Schwankung internat. (Schepers Tafel 5a)	Wider- spruch
1931	0.8077	+ 0''0820				+ 0''082	
	.8898	+ 0.1480				+ .157	
	.9747	+ .2380				+ .194	
1932	.0575	+ .3330				+ .194	
	.1396	+ .3310				+ .159	
	.2245	+ .3250				+ .060	
	.3065	+ .2640	+ 0''2608	— 0''0043	+ 0''003	— .015	+ 0''018
	.3915	+ .2080	+ .3015	— .0065	— .094	— .082	— .012
	.4737	+ .1220	+ .3440	— .0104	— .222	— .120	— .103
	.5558	+ .1540	+ .3779	— .0106	— .224	— .145	— .079
	.6407	+ .2560	+ .4025	— .0074	— .147	— .145	— .002
	.7228	+ .3860	+ .4209	— .0022	— .035	— .112	+ .077
	.8077	+ .5430	+ .4312	+ .0058	+ .112	— .030	+ .142
	.8898	+ .6110	+ .4396	+ .0126	+ .171	+ .026	+ .145
	.9747	+ .7008	+ .4550	+ .0158	+ .246	+ .086	+ .160
1933	.0575	+ .6792	+ .4774	+ .0161	+ .202	+ .130	+ .072
	.1396	+ .6519	+ .4994	+ .0126	+ .153	+ .135	+ .018
	.2245	+ .5712	+ .5205	+ .0051	+ .051	+ .080	— .029
	.3066	+ .4580	+ .5392	— .0039	— .081	+ .029	— .110
	.3915	+ .3735	+ .5532	— .0095	— .180	— .024	— .156
	.4737	+ .4079	+ .5715	— .0169	— .164	— .069	— .095
	.5558	+ .4137	+ .5807	— .0141	— .167	— .069	— .098
	.6407	+ .4395	+ .5973	— .0146	— .158	— .057	— .101
	.7228	+ .5304	+ .6067	— .0055	— .076	— .040	— .036
	.8077	+ .6293	+ .6167	+ .0031	+ .013	— .008	+ .021
	.8898	+ .7253	+ .6313	+ .0101	+ .094	+ .030	+ .064
	.9747	+ .8488	+ .6477	+ .0125	+ .201	+ .086	+ .115
1934	.0575	+ .8210	+ .6607	+ .0138	+ .160	+ .107	+ .053
	.1396	+ .8948	+ .6707	+ .0143	+ .224	+ .093	+ .131
	.2245	+ .7733	+ .6876	+ .0078	+ .086	+ .070	+ .016
	.3069	+ .7010	+ .7036	+ .0017	— .003	+ .046	— .049
	.3915	+ .6489	+ .7248	— .0075	— .076	+ .005	— .081
	.4737	+ .5856	+ .7465	— .0151	— .161	— .043	— .118
	.5558	+ .5779	+ .7602	— .0136	— .182	— .066	— .116
	.6407	+ .5435	+ .7766	— .0156	— .233	— .098	— .135
	.7228	+ .6589	+ .7851	— .0087	— .126	— .083	— .043
	.8077	+ .7383	+ .7939	— .0000	— .056	— .045	— .011
	.8898	+ .9046	+ .8100	+ .0026	+ .095	— .013	+ .108
	.9747	+ 1.0076	+ .8328	+ .0057	+ .175	+ .010	+ .165
1935	.0575	+ .0269	+ .8616	+ .0078	+ .165	+ .020	+ .145
	.1396	+ .0349	+ .8906	+ .0118	+ .144	+ .029	+ .115
	.2245	+ .0044	+ .9236	+ .0090	+ .081	+ .027	+ .054
	.3066	+ 0.8883	+ .9509	+ .0063	— .063	+ .017	— .080
	.3915	+ .9107	+ .9724	+ .0010	— .062	+ .012	— .074
	.4737	+ .9444	+ .9806	— .0023	— .036	+ .017	— .053
	.5558	+ .9609	+ .9820	— .0036	— .021	+ .018	— .039
	.6407	+ .9541	+ .9800	— .0031	— .026	+ .010	— .036



Tabelle 1 (Fortsetzung)

Datum nach Schepers	[ $\mathcal{A} \varphi_m$ ] S. 14/15	$\frac{1}{13} S_1^{13}$	Differenzen gegen $\frac{1}{12} S_1^{12}$	$\mathcal{A} \delta$ -freie Schwan- kung in Batavia	Schwankung internat. (Schepers Tafel 5a)	Wider- spruch
1935 0.7228	+ 0''9729	+ 0''9797	— 0''0031	— 0''007	+ 0''008	— 0''015
.8077	+ 1.0132	+ .9819	+ .0018	+ .031	+ .010	+ .021
.8898	+ .0187	+ .9976	— .0003	+ .021	+ .010	+ .011
.9747	+ .0114	+ 1.0102	.0000	+ .001	— .006	+ .007
1936 .0575	+ .0253	+ .0112	+ .0043	+ .014	— .006	+ .020
.1396	+ .0012	+ .0051	+ .0073	— .004	— .003	— .001
.2245	+ .0301	+ 0.9906	+ .0101	+ .040	— .004	+ .044
.3066	+ .0337	+ .9713	+ .0087	+ .062	— .005	+ .067
.3915	+ .0916	+ .9450	+ .0103	+ .147	— .005	+ .152
.4737	+ .0746				— .006	
.5558	+ 0.9574				— .008	
.6407	+ .8815				.002	
.7228	+ .7666				+ .007	
.8077	+ .7215				+ .001	
.8898	+ .6717				— .001	

herrühren. Es treten erneut Zweifel auf gegen das Übertragen von Polhöheschwankungen auf andere Parallele.

Ein weiterer Zweifel folgt aus einem Vergleich zwischen den zwei Systemen der termini periodici locali gemäß der Formel:  $a_1 + r_2 \cdot \sin(2 \odot - \alpha + A_2)$ ; die drei Konstanten  $a_1$ ,  $r_2$ ,  $A_2$  leitet L. Carnera ab:

*erstens* aus den fünf Stationen des Parallels + 39° ([2], Spalte 22),

*zweitens* aus denselben zusammen mit den beiden Stationen auf — 35° Breite.

Tabelle 2

	Halbamplituden $r_2$			Anfangsphase $A_2$		
	5 Stat.	7 Stat.	Bruchteil	$\lambda$	5 Stat.	7 Stat.
Mizusawa .....	0''065	0''021	0.32	— 141°	+ 40°	— 116°
Kitab .....	80	24	0.30	— 67	+ 24	+ 10
Carloforte .....	35	34	0.97	— 8	— 3	— 38
Gaithersburg .....	38	12	0.32	+ 77	— 55	— 80
Ukiah .....	30	15	0.50	+ 123	— 63	— 44

Es ist befremdlich, daß die Amplituden der termini locali auf fünf Stationen in + 39° Breite systematisch und zumeist so beträchtlich geändert werden nach dem Hinzuziehen der Messungen auf zwei Stationen bei einem Parallelen-Abstand von rund 8000 km. Ihr Charakter wird sehr geändert\*); die Amplituden sinken zum Teil auf ein Drittel, ein verhältnismäßig guter Gang nach  $\lambda$  in den Anfangsamplituden  $A_2$  bei fünf Stationen wird bei sieben Stationen wesentlich schlechter.

\*) K. Ledersteger zeigte kürzlich [6a], daß aus verschiedenen Kombinationen zwischen den Stationen auf *einem* Parallel wesentlich verschiedene „Polbahnen“ folgen.

Zwar werden, hauptsächlich wegen der Erhöhung der Stationsanzahl von fünf auf sieben, einige mittlere Fehler etwas verkleinert ([2], Spalte 24, unten), aber diese ziffernmäßige Verkleinerung allein kann die wesentliche Verschlechterung im Verhalten der örtlichen Konstanten  $r_2$  und  $A_2$  nicht aufwiegen.

Die dreigliedrige Kimurasche Form [7] für die termini periodici locali hat L. Carnera vereinfacht ([2], Spalte 21) in den einen, schon genannten Ausdruck  $a_1 + r_2 \sin(2 \odot_m - \alpha + A_2)$ . Dieser läßt sich weiter vereinfachen. Die Reihe der Rektaszensionen  $\alpha$  ändert sich programmgemäß sprunghaft um je 2 Stunden monatlich, im Durchschnitt deshalb zeitlich gleichschnell mit  $\odot$ , folglich ist  $\odot - \alpha$  nahe konstant; wie Tabelle 3 ausweist, hat das Argument  $2 \odot - \alpha$  praktisch nur einen Umlauf im Jahre. Daher läßt sich jener Ausdruck, genau genug angesichts der Kleinheit der Beträge, ersetzen durch:  $a_1 + r_2 \cdot \sin(\odot + A'_2)$ . Aus den Beobachtungen kann somit nach dem üblichen Programm nur ein Jahresglied mit der einfachen Sonnenlänge folgen.

Tabelle 3

Gruppen	$\odot$	ev.	$\alpha$	morn.	ev.	morn.	$2 \odot - \alpha_m$
					$\odot - \alpha$		
IV V	301°	106°	136°	167°	195°	165°	106°
V VI	330	136	167	194	163	133	
VI VII	359	167	196	192	163	162	
VII VIII	32	196	228	196	164	196	
VIII IX	60	228	256	192	164	224	
IX X	89	256	285	193	164	253	
X XI	119	285	316	194	163	282	
XI XII	146	316	345	190	161	307	
XII I	176	345	16	191	160	336	
I II	208	16	46	192	162	10	
II III	236	46	75	190	161	37	
III IV	267	75	106	192	161	68	

Die mehrfach erwähnten Widersprüche bei Berechnung von Polhöhen-schwankungen zeigten sich unerwartet, wenn Differenzen zwischen Messungen gebildet wurden, die zu verschiedenen Tageszeiten gehören. Schon vor Jahrzehnten ist behauptet worden, daß den bekannten langperiodischen Schwankungen (12, 14 Monate) kurzperiodische (Größenklasse 1d) überlagert sind [8]; in diesem Sinne ist die Absicht zu begrüßen, den Polhöhendienst über einen etwas größeren Tagesabschnitt zu erstrecken [9], [10]. Diese Erweiterung wird u. a. dazu beitragen, die Gesetzmäßigkeit der Schwankungen auf dem Parallel + 39° näher zu ergründen.

Wie bei der Bestimmung anderer Erdelemente, die die Erde als Ganzes betreffen (Sphäroidkonstanten, Schwereformel usw.), so wird es auch für die Erforschung der Bewegung einer hypothetischen Erdachse notwendig werden, die Messungen über die Erdoberfläche entsprechend zu verteilen. Es erscheint, unter Hinweis auf frühere Vorschläge, ratsam, außer mehreren Parallelkreisen einen oder mehrere Meridiane ausreichend zu besetzen; mittels  $\Delta\delta$ -freier Methoden ließe sich erkennen, inwieweit es erlaubt ist, die Polhöhen-schwankungen als unabhängig

von der Polhöhe selbst zu behandeln und sie unverändert auf die Pole zu übertragen. Auf einem Meridian können *gleichzeitig* Messungen angestellt werden, sie sind unabhängig von den Längendifferenzen. Die Messungen auf einem Parallel dagegen haben nach dem üblichen Programm zwar gleiche Sterngruppen, diese können jedoch nur mit Zwischenzeiten gleich den Längendifferenzen beobachtet werden. Beim Bestehen von Periodizitäten kurzer Dauer würde in dieser Hinsicht die Ableitung einer „Polbahn“ ihren Sinn verlieren.

III. Der in II. erwähnte Verlauf der Mittelwerte:  $\frac{1}{13} S_1^{13}, \frac{1}{13} S_9^{14}$  usf. soll hier rechnerisch verfolgt werden; vielleicht läßt sich aus einem Vergleich mit anderweiten geophysikalischen oder meteorologischen Argumenten schließen auf die Ursache des linearen Anstieges sowie des darauffolgenden Abstieges. Die Größen  $\frac{1}{13} S$  des ersten Zeitabschnittes wurden zu einem linearen Ausgleich angesetzt in der Form  $a + b \cdot t - \frac{1}{13} S = v$ . Die Epochen der Gruppenmittel sind gleichabständig bis auf wenige 0''001, um so eher dürfen die Epochen der  $\frac{1}{13} S$  als gleichabständig angesetzt werden. Die Epoche des ersten  $\frac{1}{13} S$ , nämlich  $\frac{1}{13} S_1^{13}$  fällt dann zusammen mit jener des siebenten Wertes  $[A \varphi_m]$  usf. Die Zeit  $t$  zählt von 1933 · 89 aus vorwärts und rückwärts, die Zeiteinheit ist 1 Monat. Die Grundlagen für den Ausgleich enthält Tabelle 4. Die Normalgleichungen lauten:

$$\begin{array}{rcl} + 39.000 a + & 0 & - 24.813 = 0 \\ & 0 & + 4940 b - 83.115 = 0, \end{array}$$

die Lösungen:

$$a = + 0''.636 \pm 0''.003, \quad b = + 0''.0168 \pm 0''.0003,$$

$$\text{m. F. e. Gl.} = \sqrt{\frac{0.0141}{39 - 2}} = \pm 0''.020.$$

Diese Anfangskonstante  $a$  gilt für  $t = 0$ .

Aus  $b$ , dem durchschnittlichen Betrag des monatlichen Anstieges, folgt für die Zeitspanne März 1932 bis März 1935 als durchschnittlicher Schlußfehler  $+ 0''.0168 \cdot 12 = + 0''.20$ .

Die Reihe der  $v$  zeigt, wie nahe die Mittelwerte  $\frac{1}{13} S$  drei Jahre hindurch linear verlaufen. Nach [1], S. 14, oben, befürchtet J. H. G. Schepers den Einfluß eines gewissen Instrumentalfehlers auf die Messungen vor August 1932: „er sei indessen nur ein kleiner Bruchteil eines  $[A \varphi_m]$ “. Ein Einfluß ist indessen in der  $v$ -Reihe nicht zu erkennen.

Der Verlauf der Vorzeichen bleibt trotz der Kleinheit der  $v$  auffällig; will man daraus auf eine Schwankung schließen, so folgt durch Ausgleich der drei Nullstellen zwischen März 1932 und Mai 1935 für deren Dauer:  $2^{\circ}62 \pm 0^{\circ}08$ . Aus zwei Betrachtungen über Mondeinflüsse auf die Polhöhenmessung [11] erhielt ich früher die beiden Werte einer Periodizität:  $2^{\circ}71$  und  $2^{\circ}73$ , die dem obigen Werte nahe kommen; eine *reelle* Schwankung dürfte schwerlich vorliegen.

Tabelle 4

	Datum	$t$	$\frac{1}{18} s_1^{13}$	$+ a + b \cdot t$	Abweichung vom lin. Verlauf $v$
1932	0.3065	— 19	+ 0'261	+ 0'316	+ 0'055
	.3915	— 18	+ .302	+ .333	+ .031
	.4737	— 17	+ .344	+ .350	+ .006
	.5558	— 16	+ .378	+ .367	— .011
	.6407	— 15	+ .403	+ .384	— .019
	.7228	— 14	+ .421	+ .400	— .021
	.8077	— 13	+ .431	+ .417	— .014
	.8898	— 12	+ .440	+ .434	— .006
	.9747	— 11	+ .455	+ .451	— .004
	.0575	— 10	+ .477	+ .468	— .009
	.1396	— 9	+ .499	+ .484	— .015
	.2245	— 8	+ .521	+ .501	— .020
1933	.3066	— 7	+ .539	+ .518	— .021
	.3915	— 6	+ .553	+ .535	— .018
	.4737	— 5	+ .572	+ .552	— .020
	.5558	— 4	+ .581	+ .569	— .012
	.6407	— 3	+ .597	+ .585	— .012
	.7228	— 2	+ .607	+ .602	— .005
	.8077	— 1	+ .617	+ .619	+ .002
	.8898	0	+ .631	+ .636	+ .005
	.9747	+ 1	+ .648	+ .653	+ .005
	.0575	+ 2	+ .661	+ .670	+ .009
	.1396	+ 3	+ .671	+ .687	+ .016
	.2245	+ 4	+ .688	+ .703	+ .015
1934	.3066	+ 5	+ .704	+ .720	+ .016
	.3915	+ 6	+ .725	+ .737	+ .012
	.4737	+ 7	+ .747	+ .754	+ .007
	.5558	+ 8	+ .760	+ .771	+ .011
	.6407	+ 9	+ .777	+ .788	+ .011
	.7228	+ 10	+ .785	+ .804	+ .019
	.8077	+ 11	+ .794	+ .821	+ .027
	.8898	+ 12	+ .810	+ .838	+ .028
	.9747	+ 13	+ .833	+ .855	+ .022
	.0575	+ 14	+ .862	+ .872	+ .010
	.1396	+ 15	+ .891	+ .888	— .003
	.2245	+ 16	+ .924	+ .905	— .019
1935	.3066	+ 17	+ .951	+ .922	— .029
	.3915	+ 18	+ .972	+ .939	— .033
	.4737	+ 19	+ .981	+ .956	— .025
	.5558		+ .982	+ .973	— .009
	.6407		+ .980	+ .990	+ .010
	.7228		+ .980	+ 1.007	+ .027
	.8077		+ .982	+ .024	+ .042
	.8898		+ .998	+ .040	+ .042
	.9747		+ 1.010	+ .057	+ .047
	.0575		+ .011	+ .074	+ .063
	.1396		+ .005	+ .091	+ .086
	.2245		+ 0.991	+ .108	+ .117
1936	.3066		+ .971	+ .124	+ .153
	.3915		+ .945	+ .141	+ .196



Man darf aus den  $v$  schließen, daß die störenden Ursachen, etwa überlagernde kurzperiodische Einflüsse auf die Polhöhenmessung, mit Regelmäßigkeit ablaufen und nur langsam veränderlich sind.

Wie schon erwähnt, geht der nahezu lineare Anstieg nach Mai 1935 allmählich in einen Abstieg über; um dessen Verlauf numerisch zu beschreiben, wurde am Fuße der Tabelle 4 ein Vergleich der beobachteten Werte  $\frac{1}{13}S$  mit den extrapolierten Werten gemäß Formel  $a + b \cdot t$  zugefügt.

*Schlußbemerkung.* Numerische Untersuchungen über die Polhöenschwankungen in La Plata und in Batavia bestärken den schon früher geäußerten Zweifel, ob es zulässig ist, die Schwankungen der Stationspolhöhen auf andere Punkte desselben Meridians zu übertragen, oder auch: die auf einem Parallel gewonnene Interpolationsformel nach  $\lambda$  auf anderen Parallelen anzuwenden, geschweige denn auf die Erdpole. Die beobachteten Schwankungen bleiben zur Zeit noch besser ihren Stationen zugeordnet.

Den von mehreren Autoren berechneten kleinen „periodischen lokalen Gliedern“ entsprechen nach meiner Meinung keine besonderen reellen Schwankungen.

Da mit Sicherheit wesentliche Mißstimmigkeiten weiter bestehen, so ist es erforderlich, auch diese neben Übereinstimmungen darzustellen, ihr Verlauf, Periodizität, Sprünge usw. lassen möglicherweise auf Eigenschaften der unbekannten Störungsursache schließen.

Über Programmerweiterungen siehe Schluß-Absatz von Abschnitt II.

#### Literatur

[1] Geodetic and Astronomical Operations in the Netherlands East Indies from October 1, 1933, until October 1, 1936. By Prof. ir. J. H. G. Schepers. Report to the International Geodetic and Geophysical Union. September 1936, Batavia.

[2] Il movimento del Polo di rotazione terrestre nel 1936 dalle osservazioni fatte nelle Stazioni Internazionali di Latitudine. Di L. Carnera: *Astron. Nachr.* **263**, Nr. 6290 (1937).

[3] Über die Polhöenschwankungen des Jahres 1936/37 auf acht Stationen des Internationalen Breitendienstes. Von R. Schumann: *Transactions of the International Astronomical Union* **6** (in Vorbereitung).

[4] Über Schwankungen der Stationspolhöhen des Internationalen Breitendienstes, abgeleitet unabhängig von den Deklinationsverbesserungen. Von R. Schumann: *Astron. Nachr.* **251/52**, Nr. 6022/23 (1934); insbesondere Spalten 339/40.

[5] Variations in the Fourteen Month's Component of the Polar Motion. By H. Kimura: *Monthl. Not.* **78**, 163 (1937). Bemerkenswerte Änderung der Amplitude der Chandlerschen Periode beim Übergang zu konstanter täglicher Beobachtungszeit. Von R. Schumann: *Astron. Nachr.* **258**, Nr. 6191 (März 1936). Über die Abhängigkeit der Amplitude der Chandlerschen Periode von der Verteilung der Beobachtungen auf die Tageszeit. Von V. Berg: *Astron. Nachr.* **260**, Nr. 6232 (Juni 1936). Zur Frage der Variabilität der Chandlerschen Periode. Von K. Ledersteger: *Zeitschr. f. Geophys.* Jahrg. 13, Heft 1 (1937). Zur Frage: Änderung der Chandlerschen Periode. Von R. Schumann: *Astron. Nachr.* **265**, Nr. 6341 (Febr. 1938).

[6] Eine Schätzung der Genauigkeit der Summen  $\Sigma \Delta \Phi$ . Von R. Schumann: *Astron. Nachr.* **255**, Nr. 6098 (1935). Über die 4-Gruppen-Reihe G. A. Hills im I. Vertikal, Tabelle 3. Von R. Schumann: *Astron. Nachr.* **229**, Nr. 5494 (1927).

[6a] Polbahn und primäres  $z$ -Glieder. Von K. Ledersteger: Zeitschr. f. Geophysik Jahrg. 14, Heft 1/2 (1938).

[7] Siehe u. a.: Results of the International Latitude Service. Vol. VII. By H. Kimura: Mizusawa 1935, S. 152 u. f.

[8] Über die lokale Komponente der Breitenvariation. Von K. Ledersteger: Astron. Nachr. **246**, Nr. 5899 (1932).

[9] New Observing Programme for the International Latitude Service. By H. Kimura, Tokyo 1938.

[10] Transactions of the International Astronomical Union. Vol. V, S. 122: Ankündigung von H. S. Jones, Astronomer Royal: Three groups of stars, centred near midnight, will be observed nightly. Cambridge 1936.

[11] Über Gezeitenerscheinungen in den Schwankungen der Stationspolhöhen. Von R. Schumann: Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien **89**, 318—400, nebst 2 Tabellen und 3 Tafeln, Wien 1913. Wegen der beiden im Text angegebenen Perioden von 2.71 und 2.73 Jahren s. S. 344 u. 356.

Wien, Juni 1938.

---

## The increase of the Temperature downwards in the Crust of Rocks

Von Th. Dahlblom, Falun, Sweden — (Mit 1 Abbildung)

The said increase is considered to have been stated statistically by measurements in deep bore holes. According to the British Assoc. Committee it is  $1^{\circ}\text{C}$  for 32.4 m. Such average values, obtained from very differing statements, are considered to be valid to great depths. H. Jeffreys says: „a good average value is  $32^{\circ}$  per kilometre.“ If the increase were so rapid, then the crust of rocks could scarcely have greater thickness than 40 kms, as the rockforming minerals melt or at least are soft at  $1200^{\circ}$ , but according to Heiskanen its thickness is in Kaukasus 75 kms, and in Tibet it is said to be 120 km.

Ever since experiments made in Washington (L. H. Adams and J. W. Green, Geoph. Lab. No. 747) on demagnetizing temperatures at high pressures, showed that these temperatures were lowered and not raised by pressure, the cause of the earth's magnetism has seemed impossible to explain\*). It must to 94%

---

\*) Dealing with the “Theory of the Earth's Magnetism”, D. L. Hazard writes: “Coincident with the accumulation of observational data regarding the earth's magnetism by means of magnetic surveys and the operation of magnetic observatories there has been a continuous attack on the fundamental problems of the phenomenon: what is it, what caused it to change? Many of the leading physicists and mathematicians of the past century have joined in the attack. One theory after another has been advanced only to be withdrawn when it was found inconsistent with some of the observed fact. Some theories fitted well enough qualitatively, but were entirely inadequate when quantity was taken into account, while others which seemed plausible at one stage of our knowledge had to be discarded when the extent of our knowledge increased.” “Advances in other fields of science have been seized upon in the hope that they might

be caused of magnetic substances (Bauer) on considerable depth below the surface. The cause cannot be iron, for if it exists into a central core the specific gravity of the earth and the moment of inertia about the polar axis (stated by the precession) show a depth to it as about 1200 kms, where the temperature might be at least  $2000^{\circ}$  above its demagnetizing temperature (about  $754^{\circ}$  for meteoric iron). It cannot be magnetite, the demagnetizing of which (about  $569^{\circ}$ ) would with the increase as  $30^{\circ}$ — $32^{\circ}$  per km. be reached at less than 20 km. depth, and rocks from almost such depths have been brought to the surface at the great foldings of the crust, and found to be mostly acid with a content of magnetite generally below 0.1%.

The earth's magnetism is a fact, and the temperatures at depths ten to twenty times greater than those reachable for men are suppositions, based on violent extrapolation. The dealing with the question of the increase downwards of the temperature has never been scholarly. Instead of proceeding statistically we need to proceed from the cause of the downwards increase of the temperature, namely the transfer of heat in the opposite direction.

The law for transfer of heat is almost the same as for transfer of electricity. A potential difference is required for the current and a temperature difference for the transfer of heat. *The amount of heat is thermal conductivity times thermal gradient.* The gradient is here the increase per length-unit  $dt/dX$ , and as the conductivity is expressed in the C G S. system, we must in calculations express the gradient in the increase downwards per cm.

It used to be thought that the heat was conducted from the interior of the earth, but since the year 1906 it has been known that part of it, generally considered the half of it, is generated in the rocks by radioactive changes. This heat generation is limited to a surface layer, the thickness of which seems to be less than 3 km., but has been considered to be "tens of kilometres" (H. Jeffreys).

J. Joly\*) calculates with the increase as  $1^{\circ}$  for 3200 cm., and the conductivity as 0.004, which gives the amount of heat at the surface as  $12.5 \cdot 10^{-7}$  cal./cm<sup>2</sup>. sec.\*\*). It seems to vary between  $10^{-7}$  and  $1.4 \cdot 10^{-7}$  in not late volcanic regions.

---

furnish a clue to the mystery of the earth's magnetism. Cathode rays, the electronic theory of matter, the constitution of the sun, and probable condition of the interior of the earth are all being studied as to their possible bearing on the magnetic field of the earth."

\*) The decrease, generally neglected by the geophysicists, has been considered by J. Joly (Radioactivity and Geology). He calculates with the decrease downwards by  $4 \cdot 10^{-12}$  grams Ra per gram of rocks as  $4 \cdot 10^{-12} \cdot 0.056 \cdot 2.7 = 6 \cdot 10^{-13}$  cal./cm<sup>3</sup>. sec. but by numerical error he has got the heat reduced from the above said to  $0.686 \cdot 10^{-6}$  in  $2.2 \cdot 10^{-6}$  cm. or at 22 km. depth instead at 9.4 km.

\*\*) In regions, where the surface temperature is considerably higher now than during the glacial period, the amount of heat has been found to be less. As the specific heat of the rock-forming minerals is about 0.19 or per cm<sup>3</sup>. 0.5 cal, we find that the above said amount of heat would be required during about 5 days to raise the temperature  $1^{\circ}$  in a layer of thickness 1 cm. In regions as at the copper mines in Michigan the amount of heat is only  $0.5 \cdot 10^{-6}$  ( $= 0.0033 \cdot 1/6900$ ), showing that equilibrium not has been established after the glacial period.



It has been stated that the conductivity of rocks increases very slowly with the rock pressure and decreases with raised temperature, though probably — as for metals — the decrease might go down to zero at 250°—300° and be reversed, to increase again at higher temperature.

When heat is generated in the rocks, it is evident that *the amount of heat must decrease downwards and thence also the gradients*, but it cannot be reduced to zero, because then the temperature of the interior of the earth would be the same as that at the bottom of the heat generating layer.

If the supposition were correct that the half of the heat at surface comes from the interior of the earth, then the amount of heat below the heat generating layer would be about  $6 \cdot 10^{-7}$  cal./cm<sup>2</sup>. sec., and if there the conductivity were 0.008 instead of 0.004, the gradient must there be  $7.5^0 \cdot 10^{-5} = 7.5^0$  per km., incredibly low to those who have calculated with the increase as 30°—32° even to great depths.

As close correspondence between stated and calculated increase of the temperature might indicate some correctness concerning the part of the heat at the surface which comes from the interior of the earth, we will below cite calculations of the increase downwards of the temperature.

The increase of the temperature, caused by the heat from the interior of the earth, is  $g_i^0$ . When corrections are made for the decrease of the conductivity ( $C$ ) with raised temperature, the increase to the depth  $X$  is

$$t_i = X \cdot g_i \cdot C_{18}/C_m$$

where  $C_m$ , the mean temperature between the surface and the depth  $X$  is,  $C_m = C(I - a(t_m - 18^0))$  and  $a$  = the temperatur coefficient.

The temperature, caused by the heat generation into the rocks is

$$t_r = \frac{H}{C_m} X \left( D - \frac{X}{2} \right) \text{ and the gradient } g_r = \frac{H}{C_m} (D - X)$$

where  $H$  = the heat generation in cal. cm<sup>3</sup>. sec. and  $D$  = the depth to which the heat generation is going on. (The deduction of this equation shown in Appendix A to „Radioactivity and Geology“ by J. Joly.)

*Stated and calculated increase of the temperature. Statements in “Green Valley”, California.* The statements below — table 1 — are reported to have been published in J. Washington Accad. of Science V. 22, No. 10, year 1932.

Table 1.

Increase downwards of the temperature						Increase	
between feet		feet per 1° F	between metres		metres per 1° C	Gradient times 10 <sup>5</sup>	to metres °C
300 and 1260		168.6	91 and 390		92.5	10.81	390 4.23
1260 2400		175.8	390 730		96.45	10.36	730 7.76
2400 3200		186.1	730 980		102.1	9.79	980 10.21
3200 3700		189.6	980 1130		104.2	9.60	1130 11.65



The gradients are supposed to have the values above at the centres of the different depths, thus at 240, 560, 855 and 1055 m. The gradient at the surface is found to be  $11.24^0 \cdot 10^{-5}$ . The conductivity is indicated by  $C$ .

The decrease of the gradients, caused by the diminution of the heat from  $11.24 \cdot 10^{-5} \cdot C$  at the surface to  $9.60 \cdot 10^{-5} \cdot C$  at 1055 m. =  $1.055 \cdot 10^5$  cm.

$1.64 \cdot 10^{-5} \cdot C$  cal./cm<sup>2</sup>. sec. gives the heat generation per cm<sup>3</sup>. as  $1.55 \cdot 10^{-10} \cdot C$ . When the other values of the gradients are used, the average of  $(H)$  the heat generation is obtained as  $1.653 \cdot 10^{-10} \cdot C$  cal./cm<sup>3</sup>. sec.

Were the half of the heat  $5.62 \cdot 10^{-5} \cdot C$  generated into the rocks, then it would correspond to the heat generation in  $\frac{5.62 \cdot 10^{-5} \cdot C}{1.653 \cdot 10^{-10} \cdot C} = 3.4 \cdot 10^5$  cm. 3400 m. = the thickness  $D$  of the heat generating layer.

In the same manner we find the value of  $D$ , when the gradients are supposed to decrease to  $g_i$  resp.  $6^0$ ,  $7^0$  and  $8^0$  per km. the corresponding values of  $D$  as resp. 3170, 2565 and 1900 m.

Calculating the increase  $t_i = g_i \cdot X$  and  $t_r = \frac{1.653 \cdot 10^{-10} \cdot C}{C} X \left( D - \frac{X}{2} \right)$  we obtain almost exactly the stated increase (table 1) with the different values of  $g_i$  and of  $D$ , as seen in table 2 concerning  $D = 1956$  and 3170 m.

Table 2

$D = 1956$ m.					$D = 3170$ m.				
Depth m.	$t_i$ $8 \cdot g_i$	$t_r$	$t_i + t_r$	diff.	stated increase	$t_i$ $6 \cdot g_i$	$t_r$	$t_i + t_r$	diff.
390	3.12 <sup>0</sup>	1.06 <sup>0</sup>	4.18 <sup>0</sup>	0.05 <sup>0</sup>	<b>4.23<sup>0</sup></b>	2.34 <sup>0</sup>	1.79 <sup>0</sup>	4.13 <sup>0</sup>	0.10 <sup>0</sup>
730	5.84	1.92	7.76	0.00	<b>7.76</b>	4.37	3.38	7.75	0.01
980	7.85	2.38	10.23	0.02	<b>10.21</b>	5.88	4.34	10.22	0.01
1130	9.14	2.61	10.65	0.00	<b>10.65</b>	6.78	4.87	11.65	0.00

The question, which is the probable value of  $D$ , will later on be taken in consideration. As the conductivity scarcely can be greater than 0.008, the amount of heat at the surface cannot be greater than  $9 \cdot 10^{-7}$  cal./cm<sup>2</sup>. sec. and the heat generation about  $1.3 \cdot 10^{-12}$  cal./cm<sup>3</sup>. sec., lower than found from other statements.

*Statements relating to Village Deep Mine, Transvaal.* Statements in this mine are more than in other ones adapted to calculations, because there are not hidden sources of errors, as much variable conductivity of adjacent rocks and of drifts above the surface of the rocks, or the walls cooled by the ventilation air.

In order to find out to which depth (how many years) the workings could proceed on account of the increasing temperature a research was made to find the increase of the rock-temperature.

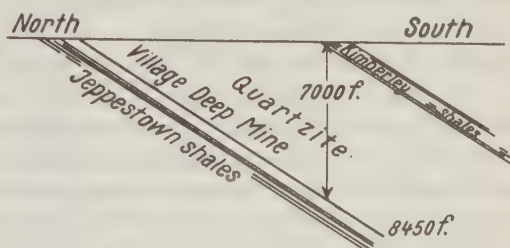
Concerning the deeper part of the mine (below 1600 m.) it was then stated that increased ventilation did not — during the greater part of the year — cool

the air in the mine, because the ventilation air, when sinking down, is almost adiabatically compressed, by which its temperature is raised a little more rapidly than the increase downwards of the rock-temperature. Thus in the deepest part the air heats rather than cools the walls of the mine.

The mine is dipping about  $33^{\circ}$  below a plane, where the rocks reaches almost to the surface; thus the thickness of the surface drift insignificant.

Fig. 1.

The rocks above the mine (Rand-quartzite) is almost pure quartzite, and its conductivity, determined by Kriege and Pirow, as 0.0092. Above the very deepest part of the mine quartzite and shales are mixed, Kimberley shales



The temperatures have been measured at different levels in 8 feet drillholes in the footwall. The statements cited in table 3 have been published in J. Chem. Met. and Mining Soc. Johannesburg.

Table 3

Vertical feet	depths metres	Temperatures	
		°F	°C
0	0	60	15.6
5772	1759	91.1	32.83
5920	1804	91.8	33.22
6068	1849	92.6	33.67
6214	1894	93.3	34.06
6374	1942	94.1	34.49
6543	1994	94.9	34.94
6704	2042	95.6	35.33
6869	2093	96.1	35.61
7000	2134	96.7	35.94

When visiting this mine (Sept. 1935) Mr. Whitaker, who had measured the temperatures above, informed the author of one measurement at 1230 m. as  $28.33^{\circ}$  C and other, cited in table 4, also in 8 feet drillholes into the footwall.

Table 4

Vertical feet	depths metres	Temperatures	
		°F	°C
7194	2192	97.7	36.50
7360	2243	98.2	36.77
7520	2293	99.0	37.22
7680	2341	99.8	37.66
7840	2390	100.6	38.11
8006	2440	101.5	38.61

The probable gradient near the surface is per cm.  $12^0 \cdot 10^{-5}$ . It seems low, but were the conductivity 0.0034, as at the copper mines in Michigan, the same amount of heat would make it (92/34) greater or to  $1^0$  C in 30.5 m.

The temperature has from 1994 to 2134 m. for 142 m. increased  $1^0$ , which gives the gradient  $7.05^0 \cdot 10^{-5}$ , and between 2042 and 2134 in 92 m. increased  $0.61^0$ , giving the gradient as  $6.63^0 \cdot 10^{-5}$ . Deeper down the gradients are increasing which might depend on lower conductivity of the rock, Kimberley shales, from about 7000 feet depth of the mine is overlaying the Rand quartzite and probably dipping as the mine, thus its thickness increasing with the depth of the mine.

In order to be able to estimate the increase here of the temperature at great depths we will now *calculate* the temperatures at the depths at which they have been stated, and proceed from the supposition that by downwards diminished amount of heat the increase of the temperature per cm. has been reduced from  $12^0 \cdot 10^{-5}$  near the surface to  $7^0 \cdot 10^{-5}$  at 2050 m. depth. Further that the conductivity of the rock is 0.0092 [ $1 - 0.002 (t^0 - 18^0)$ ], thus with the temperature  $35.1^0$  at 2050 m. it is 0.00887.

The amount of heat has been reduced

$$\begin{aligned} \text{from } 12^0 \cdot 10^{-5} \cdot 0.0092 &= 11.0 \cdot 10^{-7} \text{ cal./cm}^2. \text{ sec. near the surface} \\ \text{to } 7^0 \cdot 10^{-5} \cdot 0.00887 &= 6.2 \cdot 10^{-7} \text{ at 2050 m. depth} \\ &4.8 \cdot 10^{-7} \text{ cal./cm}^2. \text{ sec.} \end{aligned}$$

in 205000 cm., which gives  $H$  = the heat generation per  $\text{cm}^3$ . as  $2.34 \cdot 10^{-12}$  cal./sec.

To what depth can the diminution of the gradient proceed? If the heat from the interior of the earth were the half of that one at the surface or  $5.5 \cdot 10^{-7}$ , thus causing there the gradient  $6^0$  per km. we find the other half sufficient for the

said heat generation down to a depth  $D = \frac{5.5 \cdot 10^{-7}}{2.34 \cdot 10^{-12}} = 2350$  ms. In the same manner we obtain for  $g_i = 5.5^0$  per km.  $D = 2540$  m.,  $g_i = 7^0$  per km.  $D = 1960$  m.

The results, when calculating with the surface temperature as  $15.6^0$  and the increase with  $g_i = 5.5^0 \cdot 10^{-5}$  and  $D = 2540$  m. are shown in table 5 thus  $t_i = 5.5$

$$\cdot 10^{-5} \cdot X \cdot C_{18}/C_m, \text{ and } t_r = \frac{2.34 \cdot 10^{-12}}{C_m} X \left[ 2.54 \cdot 10^5 - \frac{X}{2} \right].$$

Down to 2100 ms. depth the differences between stated and calculated temperatures are insignificant. At greater depths they are increasing, as could be expected. Calculations in the same manner but with  $g_i$  as  $5^0$ ,  $6^0$  and  $7^0$  per km. and  $D$  resp. 2752, 2350 and 1960 ms. gives differences of the same magnitude. Those with  $7^0$  are cited in brackets in the table.

The heat generation  $2.34 \cdot 10^{-12}$  cal./ $\text{cm}^3$ . sec. is equal to the heat generation with an average content of Ra of  $15.7 \cdot 10^{-12}$  grams per gram of rock, which seems unprobably, while calculations have been made for less heat generation, but have given the calculated temperatures considerably greater than the stated.

The changes of the radioactive atoms are generally considered to be spontaneously, the atoms are said to burst (zerfallen), but if so the changes would go on

at every depth (F. Soddy, *The Interpretation of the Atom*, p. 319) but with stated average contents of Ra the amount of heat at the surface would be reduced to zero at 20—25 km. depth, thence the changes must have a cause able to act to a certain depth, different for atoms of different brittleness.

Table 5

Depth metres	$t_i^0$	$t_r^0$	Calculated temperature $15 \cdot 6 + t_i + t_r$	Measured temperature	Difference ( $g_i = 5.5^0$ ) $D = 2540$ m.	Difference $g_i = 7^0$ $D = 1960$ m.
1230	6.82	6.10	28.52	28.33	0.19 <sup>0</sup>	(0.21 <sup>0</sup> )
1759	9.79	7.37	32.76	32.83	0.07	(0.07 <sup>0</sup> )
1804	10.05	7.65	33.30	33.22	0.08	(0.08 )
1849	10.31	7.73	33.64	33.67	0.03	(0.04 )
1894	10.56	7.81	33.97	34.06	0.09	(0.08 )
1942	10.83	7.89	34.32	34.49	0.17	(0.16 )
1994	11.13	7.98	34.71	34.94	0.23	(0.22 )
2042	11.41	8.05	35.06	35.33	0.27	(0.16 )
2093	11.69	8.11	35.40	35.61	0.21	(0.19 )
2134	11.91	8.16	35.67	35.94	0.27	(0.24 )
(= 7000f)						
2192	12.25	8.22	36.07	36.50	0.43	(0.35 )
2243	12.53	8.26	36.39	36.77	0.38	(0.27 )
2293	12.82	8.30	36.72	37.22	0.50	(0.33 )
2341	13.10	8.33	37.03	37.66	0.63	(0.42 )
2390	13.38	8.36	37.34	38.11	0.77	(0.52 )
2440	13.67	8.38	37.65	38.61	0.96	(0.71 )

H. Jeffreys, who considers the conductivity as about 0.008 where the gradient is  $30^0 \cdot 10^{-5}$ , writes: "Thus the rate of transfer of heat outwards to the surface is about  $2.4 \cdot 10^{-6}$  cal./cm<sup>2</sup>. sec., and this would be supplied by the radioactivity of 18 km. of granite with modern data. Of the various possible ways of reconciling the known radioactivity of rocks with the gradient of temperature in the crust, the most probable seemed to be that the radioactivity was confined to a surface layer with the thickness of the order of tens of kilometres." (*The Earth* 2 d ed. p. 144.) Where the gradient has the said magnitude the conductivity might generally be only half so great, and the thickness of only 9 km. (granite) would be required. Further if half of the amount of heat at the surface is subtracted for the increase of the temperature below the layer, we come down to the thickness of it as 4.5 km.

There cannot be any doubt that the disintegration, the atomic changes, is a phenomenon going on only at the surface and into a surface layer, but experiments in a deep mine have not been made in order to state if a radioactive substance really acts ionizing of the air at great depth as it does at the surface.

The energy of the cosmic rays and of the shower of secondary rays raised by them is stated to cause atomic bursts, and the rays are able to pass through 75 feet of lead. (W. F. G. Swan, *J. Franklin Inst.* 1936). Yet some circumstances —



as the scintillation — makes it not probably that the cosmic rays are the cause of the disintegration.

The cause of the disintegration of atoms must be an hitherto unknown action, penetrating through the rocks, and as it more probably that it is able to cause atomic bursts down to 2000 m. depth than to 3000 m. the values found above for  $g_i$ , giving  $D$  as about 2000 m. are the more probable, or for the Rand 7°. Thus  $7/12$  of the heat at the surface and  $5/12 = 42\%$  of it generated into the rocks. If the rocks deeper down in the crust have lower conductivity, we can consider the increase to great depth to be  $8^\circ$  per km.

In the Boliden mine, Sweden, temperatures have been measured in drill holes in the walls as  $6.5^\circ$  at 210 m. depth and  $9.6$  at 410 m. The gradient at about 300 m. depth thus  $13^\circ \cdot 10^{-5}$ . The conductivity of the rocks deeper down — granites and gneisses — might be the same as that of the rocks at the mine, thence if the amount of heat decreases to  $60\%$  of that at 300 m., the increase of the temperature below the heat generating layer will — also here — be  $8^\circ$  per km.

*Temperatures measured in deep bore holes are higher than of the penetrated rocks.* Statements in deep bore holes do not show downwards decreasing gradients, and when the penetrated rocks and their probable conductivities are known, the calculated amount of heat below the wet\*) rocks is generally obtained greater than in the uppermost part of the borehole. There cannot be any doubt that the rocks contain radioactive heat generating atoms, why the heat must decrease downwards, and thus that the temperatures measured deep down are erroneous. The opinion — based on statements in bore holes — of  $30^\circ$ — $32^\circ$ —increase per km. of the temperature even to great depths must be wrong.

The cause of the error is evidently that heat has been generated into or near the bore hole. Heat generation by the mechanical work during the boring is the most common cause to the error, but measurements made so long time after the boring was finished that this cause must have disappeared give too great amount of heat, why there must be other causes.

The work of the gravitation and of capillary effect transformed into heat can contribute to the error, when water from the bore hole is absorbed into dry porous rocks.

Concerning measurements in a dry bore hole we find in Kleins Jahrb. der Astr. und Geoph. (II, S. 172) not the measured temperatures, but only the following: “Das Temperaturwachstum in dem — trockenen — Bohrloche von Wheeling, Westvirginien, war nur im unteren Teile ein ziemlich rasches, weiter oben

---

\*) Sedimentary rocks, originally containing much water are below 500 m. depth. generally very dry, because during geological times the water has distilled against the lower vapour pressure i. e. upwards. (This maintainance yet not valid for late volcanic regions.) The absorption of water into dry rocks can be so considerable that water must be pumped into the bore hole during the boring, when tubes hinders the flowing down of water from the wet rocks, and some years after the boring was finished the bore hole can be found to be empty of water.

ein langsames." Thus downwards *increasing* gradients. The error by the absorption of water of the rocks can scarcely have been up to  $4^{\circ}$ , and so many years have gone from the boring to this measurements that this cause to error might nearly have disappeared.

From oil-boring in North Dakota has been reported that the increase of the temperature in a bore hole was near the surface  $1^{\circ}$  C for 34.5 m., but at 1150 m. depth it was  $1^{\circ}$  for 19.5 m. The gradients had downwards increased from  $29^{\circ}$  to  $51^{\circ} \cdot 10^{-5}$ .

It used to be thought that the temperature in a bore hole was rising more rapid than else, when the boring was approaching an oil-bearing layer, and thence the temperature was measured during the boring. In Germany this was left off some years ago, because it had been stated that the said more rapid increase occurred even where no oil existed.

The increase of the gradients and of the amount of heat in deep bore holes indicates a considerable heat generation by which the measured temperatures are impaired with a considerable error. The cause can scarcely be any other than that *heat generating emanations move against the bore hole*, thus that the rocks at great depths are so filled up with He, formed during hundreds of millions of years, that there existing emanations have a pressure forcing them against the lower pressure at and into the bore hole.

Some statements, made at the bottom of almost horizontally 38 to 45 m. deep bore holes at different depths in village Deep mine, may be of interest. The statements are cited in table 6.

Table VI

Depth m.	Temperatures measured		Differences
	in 8 feet holes	in 125-150 feet holes	
1894	34.06° C	34.06° C	0° C
2243	36.77	37.60	0.83
2293	37.22	38.28	1.06
2341	37.66	38.77	1.11
2390	38.11	39.28	1.17

The bore holes were made and the temperatures measured before the air cooling plant was in use.

\*) In the very deepest bore hole (in which no oil was found) named Mc. Elroy 103 in upton Co, Texas, was measured  $149^{\circ}$  F =  $65^{\circ}$  C at 10542 feet = 3213 m. and the same temperature was measured the following day at 3231 m. The bottom of the bore hole is at 12786 feet = 3896 m., and near it was measured  $182^{\circ}$  F =  $83.3^{\circ}$  C. (These temperatures are certainly both too high.) The surface temperatures is about  $15^{\circ}$  C, the increase to 3222 m. is  $50^{\circ}$ , thus the average gradient  $15.5 \cdot 10^{-5}$ . The increase from the said depth 18.3 for 676 m. or the gradient  $27.1 \cdot 10^{-5}$ . Estimated conductivities of 8 kinds of rocks, penetrated in the upper part of the hole, averaging as 0.0074 and of 5 kinds of rocks, penetrated in the lower part averaging as 0.007. Gradients times conductivity  $11.5 \cdot 10^{-7}$  cal./cm<sup>2</sup>. sec. for the upper part and  $19 \cdot 10^{-7}$  for the lower part.

The differences in temperature between 1.3 and  $(42 \cdot \sin 33^\circ =)$  23 m. distances from the footwall has been ascribed to cooling by the ventilation air, but as said above this air is during the greater part of the year warmer than the walls of the mine. Supposing that cooling was the cause, and that the temperature of the footwall originally were  $1.5^\circ$  higher than that of the air, and that the depth of the mine has increased 20—25 m. per year, then, according to trial calculations, the temperature difference after  $(2 \cdot 10^7 \text{ seconds})$  about 7 years, measured as  $0.83^\circ$ , would have been less than  $0.3^\circ$ . It seems more probably that the differences are due to outflow of heat generating emanations, slowly decreasing with decreasing difference in pressure between 23 and 1.3 m. from the footwall.

*The heat generating substances into the rocks.* The contents of U and Th into granites are according to H. Jeffreys U = 0.0009% and Th = 0.002%, and their heat generation  $22 \cdot 10^{-14} \text{ cal./g. sec.}$  of U and  $14 \cdot 10^{-14}$  of Th, thus  $96 \cdot 10^{-14} \text{ cal./cm}^3. \text{ sec.}$  [Any heat generation of K is not probable, as even into a great mass of pure Sylvanite (= KCl) there would be scarcely perceivable raised temperature (Koenigsberger) and further its heat generation is caused by isotop-change which can have occurred millions of years ago.] With  $\text{Ra/U} = 3.4 \cdot 10^{-7}$  the content of U as 0.0009 corresponds to  $\text{Ra} = 3.06 \cdot 10^{-12} \text{ g. per g. rock,}$  which might be too high according to later Ra-determinations\*). Known heat generating atoms into the rocks cannot be considered to generate more than  $0.6 \cdot 10^{-12} \text{ cal./cm}^3. \text{ sec.}$ , but from statements in Village Déép Mine we calculated  $2.34 \cdot 10^{-12}$ . From 1/2 to 3/4 of the heatgeneration into rocks seems to be due to atomic heat generations which have remained unknown because they changes are rayless. Concerning rayless changes Rutherford wrote already year 1905: "In a rayless product the  $\alpha$ -particle may be expelled with a velocity less than  $1.5 \cdot 10^9 \text{ cms. per second}$  and so fail to produce much electrical effect."

In a rock the content of Ra seems to be the same in every part of it. If this occurrence were caused by its formation of emanation, able to penetrate all parts of the rock, it is possibly that one or some of the elements Rb, Cs, Ga, Sc or Zr with similar occurrences are formed of emanations with considerable heat generation. Their quantities into the crust are about one million times greater than that of Ra, why it is probably that unknown atomic changes can produce more heat into a rock than its contents of U and Th.

The supposition above of heat generation at great depths in bore holes by emanations flowing against them would be untenable, if there not existed rather great quantities of emanations of unknown kinds.

For the question of the increase downwards of the temperature the heat generation per  $\text{cm}^3.$  is of importance, as the greater it is the more rapid the decrease of the gradients and the less the thickness of the heat generating layer.

---

\*) C. Snowden Piggot obtained  $\text{Ra} = 0.98 \cdot 10^{-12}$  as average in 11 granites, in two granites with visible uranophan 3.39 and 3.81, in one gneis 0.64 in two shists 0.98 and 0.49. (Geoph. Lab. 729.) This determinations seems to be more accurate than older ones.



The problem, the increase downwards of the temperature has above been attacked in conformity to the law for conduction of heat, and thence it could appear that temperatures measured at great depths into bore holes are erroneous, higher than that of the rock before the hole was made.

The effect of the heat generation into the surface layer, generally neglected, must be downwards diminished increase of the temperature, as the cause of the increase, heat transferred in opposite direction, must diminish downwards.

Above has been shown that when the heat generation into the rocks was assumed to be little more or less than the half of the heat at the surface, calculated temperatures corresponded so closely to those measured at different depths in the walls of Village Deep mine from 1230 to 2243 m. that the average difference was only  $0.2^{\circ}$ . These results indicate that the heat generation per  $\text{cm}^3$ . — on which the calculation was based — might be almost correct, although 4 times greater than could be expected with the probable contents of radioactive elements in the rocks, why it indicates that unknown atomic changes contribute to the said heat generation.

Coarse-grained granites and gneisses are as good conductors of heat as quartzites, and in the deeper parts of the crust the decrease of the conductivity by the raised temperature can be more than balanced by its increase by the rock-pressure.

With the amount of heat, transferred from the interior of the earth, as  $7$  or  $8 \cdot 10^{-7}$  cal./ $\text{cm}^2$ . sec. the increase of the temperature below  $2$  or  $3$  km. depths in continents can be considered to be  $8^{\circ}$  or  $9^{\circ}$  per km. instead of  $30^{\circ} - 32^{\circ}$  as generally considered. If the average depth to the bottom of the crust, i. e. to the magma, were  $40$  km., the temperature would there be about  $400^{\circ}$ \*), why magma cannot be conceived as molten rocks but as concentrated aqueous silicate solution, as real solution with exceedingly great depression of its vapour pressure\*\*).

It has remained impossibly to formulate an answer to the fundamental question in volcanism, namely, What is the mechanism of a volcano? but the cause of volcanic outbreaks as well as of their progress and of the stated increase of basicity of the products during the eruption can be explained when proceeding from low temperature of the magma. (The present author has shown this in the paper "Volcanic Events, when Magma is considered to be a Solution", published in *Extrait du Bul. Volcanologique*, Napoli, 1928.)

\*) According to Heiskanen the thickness of the crust is  $35$  km. in southern Norway.

\*\*) The temperature of lava flowing out of a volcano has been stated to be  $1000^{\circ}$  to  $1200^{\circ}$ , thus while magma is rising through a volcano, there must be a heat generation of  $500 - 600$  cal./g. of lava. — A solution with temperature as  $400^{\circ}$  and pressure as  $10000 - 12000$  kg./ $\text{cm}^2$ . might be extremely ionized, partly to single-atomic ions, and when the solvent evaporates and the ions combine to great (silicate) molecules, there will be great heat generation, but there might also be heat generation of unknown kind. There might be such a one in the liquid lava forming a lake in the volcano Mauna Loa, Hawaii, as in spite of enormous loss of heat during decennies no change has been stated. „Never has any important explosion been reported from Mauna Loa.“ Dr. Friedlaender, B. Nat. Res. Council, Volcanology.



The cause of the earth's magnetism has been said to be a mystery, but with a more correct opinion on the increase of the temperature, we must not consider the demagnetizing temperature of magnetite (569°) to be at 20 km. depth into the rocks, but rather deep down into the magma.

The question can be seen from following points of view. All kinds of rocks are formed of magma. The primary magma is (according to the opinion in present time) basaltic, with the iron contents of basalt, about 10 %. As the average content of iron of the rocks, at least down to known depths, is low, only a few percent, the greater part of the iron of the magma, which has formed the rocks, must have stayed below the crust, probably as  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  = magnetite, which has sunk into the magma till increased viscosity stopped the sinking. Thus we may believe that there exist into the magma enormous masses of magnetite, partly above the (present) depth to its demagnetizing temperature, giving rise to the earth's magnetism.

Falun, Sweden, May 1938.

## Beiträge zur Theorie des Erdaufbaus

Von H. Lorenz. — (Mit 3 Abbildungen)

1. Ableitung allgemeiner Bedingungen für die Dichteverteilung im Erdinnern. 2. Beweis für die Schollennatur der festen Kruste und Ermittlung der Dicke der Simaschicht aus der geothermischen Tiefenstufe. Entscheidung für einen gasförmigen Erdkern. Bestimmung der Dicken des Meeres- und Festlandblockes aus Messungen der Schwerezunahme mit der Tiefe und der Gesteinsdichten mit Rücksicht auf das Schwimmgleichgewicht (Isostasie). 3. Diskussion einiger Potenzgesetze für die Dichteverteilung; Entscheidung für den Helmertschen Ansatz und Bestimmung der Beiwerte aus den allgemeinen Bedingungen, der mittleren Erddichte und dem Trägheitsmoment. Allgemeingültigkeit der dimensionslosen Dichteformel für alle oberflächlich erstarrten kugelförmigen Weltkörper.

1. *Allgemeine Grundlagen.* Unter Vernachlässigung der Fliehbeschleunigung gegenüber der Schwere, sowie der Annahme des Erdaufbaues aus konzentrischen homogenen Kugelschalen ändert sich die Dichte  $\delta$  nur mit dem Radius  $r$  derart, daß die Masse einer Schale von der Dicke  $dr$  durch  $dm = 4\pi r^2 dr$  gegeben ist.

Mit der Gesamtmasse innerhalb des Radius  $r$  und der Erdmasse  $m_0 = \frac{4}{3}\pi \delta_m a^3$  mit der mittleren Dichte  $\delta_m$ , dem Erdhalbmesser  $a$ , sowie der Oberflächenbeschleunigung  $g_a$  folgt dann die zu  $r$  gehörige Beschleunigung  $g$  aus

$$\frac{g}{g_a} = \frac{m}{m_0} \frac{a^2}{r^2} = \frac{3}{ar^2 \delta_m} \int_0^r \delta r^2 dr \dots \dots \dots (1)$$

Für die Oberfläche mit  $r = a$  und  $g = g_a$  vereinfacht sich diese Gleichung in

$$a^3 \delta_m = 3 \int_0^a \delta r^2 dr \dots \dots \dots (2)$$

eine Bedingung, der die radialveränderliche Dichte bei der durch Schweremessung gegebenen Mitteldichte  $\delta_m = 5.52 \text{ g cm}^{-3}$  jedenfalls genügen muß. Durch Ableitung von (1) folgt weiter

$$\frac{dg}{g_a} = \frac{a^3}{m_0} \left( \frac{dm}{r^2} - 2 \frac{m}{r^3} \frac{dr}{r} \right)$$

und daraus für eine Schicht  $dm = -\Delta m$  von der Dicke  $dr = -h$  unter der Oberfläche von der Dichte  $\delta_a$  mit  $r = a$  und  $m = m_0$  die Änderung  $\Delta g$  von  $g$  mit der Tiefe

$$\frac{\Delta g}{g_a} = 2 \frac{h}{a} - \frac{\Delta m}{m_0} = 2 \frac{h}{a} \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{\delta_a}{\delta_m} \right) \dots \dots \dots (1a)$$

Da ferner das Trägheitsmoment einer Kugelschale um eine Achse  $d\Theta = \frac{2}{3} r^2 dm$  ist, so ergibt sich das gesamte Trägheitsmoment des Erdballs mit dem Trägheitsarm  $\alpha a$  zu  $\Theta_0 = \alpha^2 a^2 m_0$ , woraus durch Gleichsetzen mit dem Integral über  $d\Theta$  die weitere Bedingung

$$\alpha^5 \alpha^2 \delta_m = 2 \int_0^a \delta r^4 dr \dots \dots \dots (3)$$

für die veränderliche Dichte  $\delta$  hervorgeht. Hierin ist für eine homogene Kugel mit  $\delta = \delta_m$ ,  $\alpha^2 = \frac{2}{5} = 0.4$ , und für die Erde  $\alpha^2 = 0.392 \sim \frac{1}{5}$  durch die astronomische Feststellung der Präzession der Erdachse sowie durch die Abplattung und die Umdrehungsdauer in Übereinstimmung mit einer hierdurch bedingten Mondstörung gegeben.

Schließlich müssen wir aus der gegenüber der mittleren Dichte viel kleineren Gesteinsdichte von 2 bis  $2.8 \text{ g cm}^{-3}$  sowie des Meerwassers mit  $1.03 \text{ g cm}^{-3}$  an der Erdoberfläche eine Dichtesteigerung nach dem Innern mit einem Höchstwert im Erdmittelpunkt schließen, woraus sich eine dritte Bedingung

$$\left( \frac{d\delta}{dr} \right)_0 = \delta'_0 = 0 \dots \dots \dots (4)$$

ergibt, der die veränderliche Dichte  $\delta$  zu genügen hat.

Da der Erdkörper als ganzes sich im hydrodynamischen Gleichgewicht befindet, gilt für den Druck  $p$  an irgendeiner Stelle  $dp = -g\delta$  oder mit dem Mittelpunktswert  $p_0$

$$p_0 - p = \int_0^r g \delta dr \dots \dots \dots (5)$$

sowie unter Vernachlässigung des Luftdrucks an der Oberfläche

$$p_0 = \int_0^a g \delta dr, \quad p = \int_r^a g \delta dr \quad \dots \dots \dots (5a)$$

Nehmen wir, wie schon in (1a) die Dicke  $h$  der Oberflächenschicht als klein gegen den Erdhalbmesser  $a$  an, so haben wir für die Verhältnisse ihres Volumens, ihrer Masse und ihres Trägheitsmoments zu diesen Werten der ganzen Erde

$$\frac{\Delta V}{r_0} = 3 \frac{h}{a}, \quad \frac{\Delta m}{m_0} = 3 \frac{\delta_a}{\delta_m} \frac{h}{a}, \quad \frac{\Delta \Theta}{\Theta_0} = \frac{2}{a^2} \frac{\delta_a}{\delta_m} \frac{h}{a} \sim 6 \frac{\delta_a}{\delta_m} \frac{h}{a} \quad \dots \quad (6)$$

Andrerseits gilt für die Abplattung  $\alpha$  der Masse innerhalb  $r$  von der mittleren Dichte  $\delta_0$  bei einer gemeinsamen Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  mit hinreichender Annäherung

$$\alpha = \frac{\omega^2 r}{g}, \quad \alpha_0 = \frac{\omega^2 a}{g_a}$$

oder mit (1)

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{r}{a} \frac{g_a}{g} = \frac{m_0 r^3}{m a^3} = \frac{\delta_m}{\delta_r} \quad \dots \dots \dots (7)$$

woraus wegen des Dichtezuwachses nach innen mit  $\delta_r > \delta_m$  eine *Abnahme der Abplattung nach innen* hervorgeht.

2. *Die Erdkruste.* Auf der Erdoberfläche besitzt nur der im hydrodynamischen Gleichgewicht befindliche Ozeanspiegel eine mathematisch definierte Gestalt im Gegensatz zu den darüber herausragenden Festländern, deren unregelmäßige Erhebungen ebensolche des Meeresbodens entsprechen, die zum Teil als Inseln zutage treten. Die Meeresfläche verhält sich zur Landfläche ungefähr wie 12:5 = 2.4:1; bei einer mittleren Meerestiefe  $h_1 = 3.8$  km und einer mittleren Land-erhebung von 0.8 km über dem Wasserspiegel oder  $h_2 = 4.6$  km über dem ausgeglichenen Meeresboden hat der Wasserkörper ungefähr das doppelte Volumen wie der gesamte Landblock. Während nun die Wasserdichte  $\delta_1 = 1.03$  g cm<sup>-3</sup> bekannt ist, schwankt die Dichte der den Landblock und die Meeresunterlage bildenden Gesteine zwischen zwei für lockere Massen (Sand) und 2.8 g cm<sup>-3</sup> für sogenannte Urgesteine (Gneis, Granit). Diese Körper verhalten sich unter allseitig gleichem Druck von beliebiger Höhe schubspannungsfrei wie vollkommene Flüssigkeiten, können aber einseitige Drücke nur bis zu gewissen Bruchgrenzen ertragen. Würde die ganze Erdrinde von zwei mittleren Dichte  $\delta_a$  und einer Dicke  $h$  eine zusammenhängende Schale bilden, so würde der auf ihrer Innenseite lastende Druck  $p = g_a h \delta_a$  auf den Erdquerschnitt bezogen eine Kraft von  $\pi a^2 p = \pi a^2 g_a \delta_a h$  ergeben, die von der Schalenringfläche  $2\pi a h$  mit einer Druckspannung  $p_a$  aufzunehmen wäre, so zwar, daß

$$\pi a^2 g_a \delta_a h = 2\pi a h p_a \quad \text{oder} \quad p_a = \frac{1}{2} g_a \delta_a a \quad \dots \quad (8)$$

Mit  $g_a = 981$  cm s<sup>-2</sup>,  $\delta_a = 2.5$  g cm<sup>-3</sup>,  $a = 6370$  km =  $6.37 \cdot 10^8$  cm gibt dies eine einseitige Druckspannung von  $p_a = 78 \cdot 10^{10}$  dyn cm<sup>-2</sup>  $\sim 800000$  kg cm<sup>-2</sup>, der

kein fester Körper gewachsen ist. Denn die Druckfestigkeit der Massengesteine von der Dichte bis  $2.8 \text{ g cm}^{-3}$  überschreitet selten  $3000 \text{ kg cm}^{-2}$  und erreicht nur beim dichtesten Basalt mit  $\delta = 3 \text{ g cm}^{-3}$  den Wert von  $5000 \text{ kg cm}^{-2}$ . Daraus folgt aber, daß die Erdkruste aus einzelnen, nur lose zusammenhängenden Schollen bestehen kann, die auf einer dichteren flüssigen oder doch plastischen Unterlage schwimmen und in dieser je nach ihrer Eigendichte mehr oder weniger tief eintauchen. Dieses Schwimmgleichgewicht der Erdkruste bezeichnet man nach Airy als *Isostasie*.

Die unter der festen Kruste ruhende zähe Flüssigkeitsschicht, das sogenannte *Sima*, besitzt gegenüber der Erdoberfläche eine sehr viel höhere Temperatur, die sich in der sogenannten *geothermischen Tiefenstufe*  $dT:dh$  in Bohrlöchern, durch heiße Quellen und durch Lavaausbrüche in Vulkanen verrät, die wahrscheinlich auf den relativ schwachen Berührungsstellen der Krustenschollen sitzen. Wenn auch der Druck, unter dem diese Ausbrüche erfolgen, durch chemische Umsetzungen und Dampfbildung aus eingesickertem Wasser verstärkt erscheint, so kann er doch nur eine Schale von wenigen km Dicke durchbrechen, wie wir bald sehen werden.

Die geothermische Tiefenstufe nimmt im allgemeinen mit der Tiefe ab und ihre Änderung läßt sich, wenn man die Kehrwerte einer von K. Wegener\*) aufgestellten Tafel benutzt, durch die empirische Gleichung

$$\frac{dT}{dh} = 19.78 + 5.86h, \quad T - T_a = 19.78h + 2.93h^2 \dots \dots (9)$$

darstellen. Dies gibt

für $h$	= 0	1	5	10	15	19.33	20	38 km
$dT/dh$	= 19.72	25.64	49.08	78.4	101.7	113.3	137	223 °/km
$dh/dT$	= 50.5	39	20.4	12.75	9.9	8.93	7.3	4.48 m/°
$T - T_a$	= 0	20.7	174.1	491	795	1488	1567	5000°

Danach ist schon bei 38 km eine Temperatur erreicht, bei der alle uns bekannten Stoffe nur im Gaszustand bestehen können, woraus wir schon in den tieferen Teilen des Sima, d. h. unterhalb 30 km, einen allmählichen Übergang in den als gasförmig vorzustellenden Erdkern annehmen müssen. Die oberen Schichten des Simas im plastischen, d. h. zähflüssigen Zustande dürfen wir demgegenüber als volumbeständig (inkompressibel) betrachten, und zwar mit einer schon bisher allgemein angenommenen aber später noch zu begründenden Dichte von  $\delta_a = 3.45 \text{ g cm}^{-3}$ . Es heißt das nichts anderes, als daß sich im oberen Sima die Druckverdichtung und die Wärmeausdehnung praktisch ausgleicht, was versuchsmäßig allerdings nur für das den Massengesteinen analoge Gußeisen hinreichend genau nachgewiesen ist.

Für die *äußere Erdkruste* mit ihrer überaus wechselvollen Zusammensetzung bestimmen wir die mittleren Dichten aus dem Schwerezuwachs mit der Tiefe nach Gl. (1a), die unter der Annahme einer Außendichte mehrfach zur Bestimmung

\*) K. Wegener: Die Physik der Erde, S. 17. Leipzig, J. A. Barth, 1934.



der Mitteldichte der Erde aus  $\Delta g : g_a$  benutzt wurde und zu widersprechenden Ergebnissen führte. Gehen wir dagegen umgekehrt von dem durch Vergleich der Anziehung von Probekörpern und des Erdballs, also rein physikalisch sehr zuverlässig ermittelten Werten  $\delta_m = 5.52 \text{ g cm}^{-3}$  aus, so erhalten wir die Krustendichte in der Umgebung der Beobachtungsstelle von der Tiefe  $h$  aus dem Schwerezuwachs  $\Delta g : g_a$ . Hierzu stehen uns zwei zuverlässige Messungen von Airy (1854) in Durham (England) und von Sterneck (1883) in Pribram (Böhmen) zur Verfügung, aus denen mit (1a) sich

Airy	$h = 383 \text{ m}$	$\frac{\Delta g}{g_a} = 52 \cdot 10^{-6}$	$\frac{\delta}{\delta_m} = 0.378$	$\delta_a = 2.09 \text{ g cm}^{-3}$
v. Sterneck	972 m	$88 \cdot 10^{-6}$	0.475	2.61 g cm <sup>-3</sup>

ergibt. Dazu ist zu bemerken, daß der Ausgangspunkt der ersten Messung auf der vom Meere umgebenen Insel England sich nahezu in Meereshöhe, im zweiten Falle dagegen mitten im Festland Europas, 509 m über dem Meeresspiegel, sich

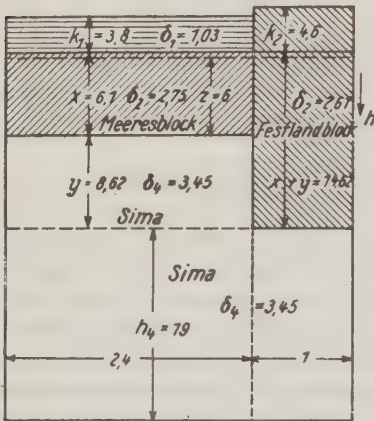


Fig. 1. Schichtdicken der Erdhülle

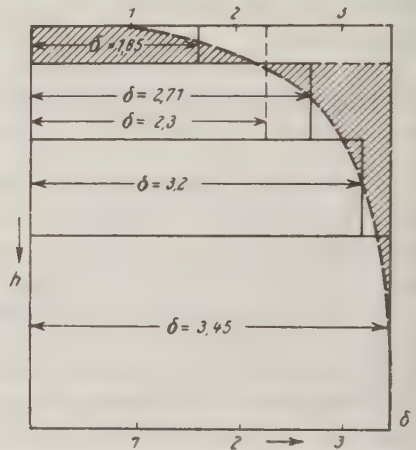


Fig. 2. Dichteänderung der Erdhülle

befand. Wir werden darum den ersten Wert  $\delta_a = 2.09$  als mittlere Krustendichte der vom Meere bedeckten Erdhülle, den zweiten  $\delta_2 = 2.61$  für die gesamte Festlandsmasse benutzen, während die Wasserdichte  $\delta_1 = 1.03 \text{ g cm}^{-3}$  und die des Simas  $\delta_4 = 3.45 \text{ g cm}^{-3}$  beträgt. Ferner sei in Fig. 1  $h_1 = 3.8 \text{ km}$  die mittlere Ozeantiefe,  $h_2 = 3.8 + 0.8 = 4.6 \text{ km}$  die mittlere Höhe des Festlandes über dem Meeresboden,  $x$  die Dicke der Gesteinsschicht von der Dichte  $\delta_3 = 2.75 \text{ g cm}^{-3}$  unter dem Meere,  $x + y$  die Dicke der Festlandsschicht unter dem Meere und  $z$  die Eintauchtiefe der ersten in das Sima. Dann haben wir an Hand der Fig. 1 als hydrostatische Gleichgewichtsbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \delta_1 h_1 + \delta_3 x &= \delta_0 (x + h_1) = \delta_4 z \\ \delta_2 (h_2 + x + y) &= \delta_4 (y + z) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

also

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_3 - \delta_0} h_1 = 6,1; & z &= \frac{\delta_0 \delta_3 - \delta_1}{\delta_4 \delta_3 - \delta_0} h_1 = 6 \text{ km} \\ y &= \frac{\delta_2 - \delta_0}{\delta_4 - \delta_2} \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_3 - \delta_0} h_1 + \frac{\delta_2 h_2 - \delta_1 h_1}{\delta_4 - \delta_2} = 8,62 \text{ km} \end{aligned} \right\} \dots (10a)$$

Daraus ergibt sich die *Tiefe des Ozeanblocks unter dem Meeresspiegel* zu

$$h_1 + x = 3.8 + 6.1 = 9.9 \text{ km}$$

und die Dicke des Festlandblocks  $h_2 + x + y = 19.3 \text{ km}$ , seine *Tiefe unter dem Meeresspiegel*

$$h_1 + x + y = 18.52 \text{ km}.$$

Die Längen  $z = 6 \text{ km}$  bzw.  $z + y = 14.62 \text{ km}$  bestimmen die *Eintauchtiefen der beiden Blöcke in das Sima*, dessen *ideelle Oberfläche* hiernach nur  $x - z = 0.1 \text{ km}$  unter dem ausgeglichenen Meeresboden bzw.  $3.9 \text{ km}$  unter dem mittleren Meeresspiegel liegt. Die dadurch bestimmte Außenschicht der *ganzen* Erdrinde von der mittleren Dicke  $4.1 \text{ km}$  hat eine mittlere Dichte von  $1.82$ , während die mittlere Dichte der Schicht über dem Meeresboden  $1.65$ , und über dem Boden des Meeresblockes  $x + h = 9.9 \text{ km}$  Dicke rund  $2.3$  beträgt. Der untere Teil dieser Schicht von der Dicke  $x$ , bezogen auf die ganze Oberfläche, hat die Dichte  $2.71$  und die letzte von der Dicke  $y$  bis zur Eintauchtiefe des Festlandblocks die Dichte  $3.2$ , während die mittlere Gesamtdichte der gesamten oberflächenschicht bis zur Festlandtiefe, d. h. von der Dicke  $h_1 + x + y = 18.52 \text{ km}$ , rund  $2.72 \text{ g cm}^{-3}$  beträgt.

Vereinigen wir diese Werte mit den zugehörigen mittleren Tiefen, so erhalten wir in Fig. 2 einen Dichteverlauf in der Erdrinde, der an der Oberfläche, bei rund  $1.03$  beginnend, tangential in die Simadichte  $3.45$  bei  $38 \text{ km}$  Tiefe übergeht. Dieser Verlauf legt es nahe, die ganze Erdrinde durch einen Block mit der Simadichte bis zu dessen ideeller Oberfläche unter Ausgleich der schraffierten Flächen des Diagramms zu ersetzen. Der darüber herausragende Teil von der Dicke  $h = 4.1 \text{ km}$  und der Dichte  $\delta = 1.82 \text{ g cm}^{-3}$  entspricht nach (6) Verhältnissen des Volumens der Masse und des Trägheitsmoments zur Gesamterde von

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{1}{510}, \quad \frac{\Delta m}{m_0} = \frac{1}{1590}, \quad \frac{\Delta \Theta}{\Theta_0} = \frac{1}{760}.$$

Diese Bruchteile liegen aber innerhalb der Fehlergrenzen der Gesamterde, so daß der Ersatz der ganzen Erdkruste von der konstanten Dichte  $3.45$  von ihrer ideellen Oberfläche bis  $38 \text{ km}$  Tiefe für die weitere Untersuchung gerechtfertigt erscheint. Das bedeutet aber nichts anderes als daß bei einem von da ab nach innen stehenden Dichteverlauf an der Oberfläche

$$\left( \frac{d\delta}{dr} \right)_{r=a} = \delta'_a = 0 \dots \dots \dots (11)$$

anzusetzen ist, womit für das Dichtegesetz selbst eine vierte Bedingung gegeben ist.

Die aus den vorstehenden Berechnungen hervorgehende Krustendicke von rund 10 km unter dem Weltmeere und 19 km unter dem Festlande sind erheblich kleiner als die bisherigen Annahmen der Geophysik, erklären aber besser als diese den Zusammenhang der Vulkantätigkeit mit dem Sima und die Verteilung der Vulkane auf Inseln und in der Küstennähe.

3. *Die Dichteverteilung im Erdinnern.* Wir kehren nunmehr zu den Formeln des ersten Abschnittes zurück und geben ihnen durch Einführung der Verhältniszahlen

$$\frac{r}{a} = \xi, \quad \frac{\delta}{\delta_m} = \eta, \quad \frac{g}{g_a} = \zeta, \quad \frac{p}{g_a \delta_m a} = \varphi \dots \dots \dots (12)$$

$$\frac{d\delta}{dr} = \delta_m \frac{d\eta}{dr} = \frac{\delta_m}{a} \frac{d\eta}{d\xi} = \frac{\delta_m}{a} \eta'; \quad \frac{dg}{dr} = \frac{g_a}{a} \frac{d\zeta}{d\xi} = \frac{g_a}{a} \zeta' \dots \dots (12a)$$

die dimensionslose Form

$$\zeta = \frac{3}{\xi^2} \int_0^\xi \eta \xi^2 d\xi = \frac{1}{\xi^2} \int_0^\xi \eta d\xi^3 \dots \dots \dots (1b)$$

$$1 = 3 \int_0^1 \eta \xi^2 d\xi = \int_0^1 \eta d\xi^3 \dots \dots \dots (2a)$$

$$\alpha^2 = 2 \int_0^1 \eta \xi^4 d\xi = \frac{2}{5} \int_0^1 \eta d\xi^5 \dots \dots \dots (3a)$$

$$\varphi = \int_\xi^1 \zeta \eta d\xi, \quad \varphi_0 = \int_0^1 \zeta \eta d\xi, \quad \varphi_0 - \varphi = \int_0^\xi \zeta \eta d\xi \dots \dots (5b)$$

Dazu kommen noch die Bedingungen für den Mittelpunkt und die Oberfläche

$$\eta'_0 = 0, \quad \eta'_a = 0 \dots \dots \dots (11a)$$

von denen die letzte für eine plastisch volumbeständige Kugelhülle gilt. Die vorstehenden Gleichungen sind von den jeweiligen Abmessungen unabhängig und gelten daher für alle ebenso aufgebauten Kugeln. Insbesondere ist für eine *homogene Kugel* mit  $\delta = \delta_m$ , d. h.  $\eta = 1$ , die Gl. (2a), sowie (4a) und (11a) identisch erfüllt, während aus (3a)  $\alpha^2 = 2/5 = 0.4$  als oberer Grenzwert ergibt. Weiter folgt hierfür aus (1b)  $\zeta = \xi$ , d. h.  $g a = g_a r$ , also innerhalb der Kugel ein von der Mitte mit  $g = 0$  bis zur Oberfläche mit dem Radius wachsende Beschleunigung und außerdem aus (5b) mit

$$\eta = 1, \quad \zeta = \xi, \quad \varphi = 1 - \frac{\xi^2}{2}, \quad \varphi_0 = \frac{1}{2},$$

d. h.

$$p_0 = \frac{1}{2} g_a \delta_m a = 1,725 \cdot 10^9 \text{ kg cm}^{-2}$$

für die Erde.

Den Bedingungen (2a), (3a) und der ersten Formel (11a) genügt mit  $\delta_a = \eta_a \delta_m$ ,  $\delta_0 = \eta_0 \delta_m$  der Ansatz von Lipschitz mit dem Exponenten  $\nu > 1$

$$\eta_0 - \eta = (\eta_0 - \eta_a) \xi^\nu \dots \dots \dots (13)$$

der mit (2a) und (3a) auf

$$1 = \eta_0 + \frac{3(\eta_0 - \eta_a)}{\nu + 3} \dots \dots \dots (2b)$$

$$\alpha^2 = \frac{2}{3} \eta_0 - \frac{2(\eta_0 - \eta_a)}{\nu + 5} \dots \dots \dots (3b)$$

führt, und mit  $\alpha^2 = \frac{1}{8}$  für die Erde

$$\eta_0 = \frac{5}{4} \frac{\nu + 1}{\nu}, \quad \eta_0 - \eta_a = \frac{(\nu + 3)(\nu + 5)}{12\nu} \dots \dots \dots (13a)$$

und für die Oberfläche im Gegensatz zur zweiten Gl. (11a)

$$\eta'_a = \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)_1 = -(\eta_0 - \eta_a) \nu = -\frac{(\nu + 3)(\nu + 5)}{12} < 0 \dots (14)$$

ergibt. Weiter erhalten wir aus (1a) für das *Beschleunigungsverhältnis*

$$\xi = \eta_0 \xi - \frac{3(\eta_0 - \eta_a)}{\nu + 3} \cdot \xi^{\nu+1}; \quad \xi' = \eta_0 - \frac{3(\nu + 1)(\eta_0 - \eta_a)}{\nu + 3} \cdot \xi^\nu \dots \dots (15)$$

und mit einem Höchstwert  $\xi_1$  mit  $\xi' = 0$  für

$$\xi_1^\nu = \frac{(\nu + 3)\eta_0}{3(\nu + 1)(\eta_0 - \eta_a)} = \frac{5}{\nu + 5} \dots \dots \dots (15a)$$

und schließlich für das *Druckverhältnis* nach (5b)

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{1}{2} \left[ \eta_0^2 \xi^2 - \frac{(\eta_0 - \eta_a)\eta_0 2(\nu + 6)}{(\nu + 2)(\nu + 3)} \cdot \xi^{\nu+2} + \frac{3(\eta_0 - \eta_a)^2}{(\nu + 1)(\nu + 3)} \cdot \xi^{2\nu+2} \right] (16)$$

mit

$$2\varphi_0 = \eta_0^2 - \frac{2(\nu + 6)(\eta_0 - \eta_a)\eta_0}{(\nu + 2)(\nu + 3)} + \frac{3(\eta_0 - \eta_a)^2}{(\nu + 1)(\nu + 3)} \dots \dots (16a)$$

Setzen wir hierin mit der naheliegenden Annäherung für die Erde  $\eta_a = \frac{\delta_a}{\delta_m} = \frac{2.76}{5.52} = \frac{1}{2}$ , so ergibt sich aus (13)  $\eta_a = \frac{\delta_a}{\delta_m} = \frac{5}{2}$ , d. h.  $\delta_0 = 13.8 \text{ g cm}^{-3}$  und  $\nu = 1$ , also

eine *lineare Dichteänderung* längs des Radius, die aber mit der ersten Bedingung (11a) unverträglich ist und mit (14)  $\eta'_a = \frac{a}{\delta_m} \left( \frac{d\delta}{dr} \right)_a = -2$ ,  $\frac{\delta'_a}{\delta_a} = -0.63 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$

ergeben würde. Ferner tritt hier der Höchstwert der Beschleunigung  $\xi_1 = g_1 : g_a = 25/24$  für  $\xi_1 = r_1 : a = 5/6$  ein, während der Mittelpunktswert aus  $2\varphi_a = 1.916$  sich zu  $p_0 = 3.3 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-2}$  ergibt.



Demgegenüber liefert der von Geologen und Geophysikern bevorzugte Ansatz von Roche

$$\eta_0 - \eta = (\eta_0 - \eta_a) \xi^2 \quad (17)$$

mit den obigen Formeln und  $\nu = 2$

$$\eta_0 = \frac{15}{2}, \quad \delta_0 = \frac{15}{8} \delta_m = 10.95 \text{ g cm}^{-3}, \quad \eta_a = \frac{5}{12}, \quad \delta_a = 2.3 \text{ g cm}^{-3}$$

$$\xi_1 = \frac{r_1}{a} = \sqrt{\frac{5}{7}} = 0.245, \quad g_1 = 1.172 g_a, \quad 2 \varphi_0 = 1.753, \quad p_0 = 3.02 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-3}$$

$$\eta'_a = -2(\eta_0 - \eta_a) = -\frac{35}{12} \sim -3, \quad \frac{\delta'_a}{\delta_a} = \frac{\eta'_a}{a \eta_a} = -1.1 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}.$$

Wenn auch die aus dem Rocheschen Ansatz folgende Außendichte genau mit der im letzten Abschnitt ermittelten Dichte der Außenschicht von der Dicke 9.9 km übereinstimmt, so trifft dies doch, wie ein Blick auf Fig. 2 zeigt, in keiner Weise auf das zugehörige Dichtegefälle zu.

Um zu einer willkürfreien Dichteverteilung zu gelangen, setzen wir mit Helmert eine gerade Potenzreihe an, deren Festwerte der Zahl der Bedingungs- gleichung entspricht, nämlich

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 - \eta &= \beta_1 \xi^2 + \beta_2 \xi^4 \\ -\eta' &= 2\beta_1 \xi + 4\beta_2 \xi^3 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

Die rechten Seiten dieser Ausdrücke verschwinden bedingungsgemäß für den Mittelpunkt  $\xi = 0$  und liefern für die Oberfläche  $\xi = 1$  und  $\eta'_a = 0$ , Gl. (11a)  $\eta_0 - \eta_a = \beta_1 + \beta_2$ ,  $2\beta_1 + 4\beta_2 = 0$ , also

$$\beta_1 = 2(\eta_0 - \eta_a), \quad \beta_2 = -(\eta_0 - \eta_a) \dots \dots \dots (18a)$$

so daß die gesuchte Druckverteilung

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 - \eta &= (\eta_0 - \eta_a) (2\xi^2 - \xi^4) \\ -\eta' &= 4(\eta_0 - \eta_a) (\xi - \xi^3) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

einen Wendepunkt  $\eta'' = 0$  für  $\xi_2^2 = \frac{1}{2}$ , also  $\xi_2 = \frac{r_2}{a} = 0.578$  mit  $\eta_2 = 1.35$  besitzt. Eingesetzt in (2a) und (3a) ergibt dies

$$1 = \eta_0 - \frac{27}{35}(\eta_0 - \eta_a) \dots \dots \dots (2c)$$

$$\alpha^2 = \frac{2}{5} \eta_0 - \frac{22}{63}(\eta_0 - \eta_a) \dots \dots \dots (3c)$$

oder mit

$$\alpha^2 = \frac{1}{9}, \quad \eta_0 = \frac{\delta_0}{\delta_m} = \frac{145}{64} = 2.27, \quad \eta_a = \frac{\delta_a}{\delta_m} = \frac{5}{8} = 0.625, \quad \eta_{1/2} = 0.155,$$

also mit

$$\delta_m = 5.52, \quad \delta_0 = 12.52, \quad \delta_{1/2} = 9.56, \quad \delta_a = 3.45 \text{ g cm}^{-3}.$$

Den letzten Wert von  $\delta_a$ , der schon längst von der Geophysik für die Simaschicht angenommen ist, haben wir bereits im Abschnitt über den Bau der Erdrinde benutzt. Er findet also durch unseren Ansatz mit der Bedingung der Volumenbeständigkeit des Simas hier die erwünschte Bestätigung. Weiter erhalten wir aus (1b)

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \frac{g}{g_a} = \eta_0 \xi - (\eta_0 - \eta_a) \left( \frac{6}{5} \xi^3 - \frac{8}{7} \xi^5 \right) \\ \zeta' &= \eta_0 - (\eta_0 - \eta_a) \left( \frac{18}{5} \xi^2 - \frac{15}{7} \xi^4 \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1c)$$

und für  $\zeta' = 0$  die quadratische Gl. mit nur einer gültigen Wurzel

$$\frac{24}{21} = \frac{18}{5} \xi^2 - \xi^4; \quad \xi^2 = 0.24 - 0.25 = 0.59.$$

Daraus folgt aber für den Höchstwert von  $\zeta$  bzw.  $g$  die Lage  $\xi_1^2 = \frac{r_1^2}{a^2} = 0.59$ , oder  $r_1 = 0.77 a$  mit dem Betrage  $g_1 = 1.04 g$ . Die Kurve  $\zeta$  hat übrigens für  $\zeta' = 0$  einen Wendepunkt bei  $\xi^2 = 21/25$  oder  $\xi_2 = \frac{r_2}{a} = 0.916$ , also zwischen dem Höchstwert und der Oberfläche. Schließlich folgt für die Druckänderung im Erdinnern (5b)

$$\begin{aligned} \varphi_a - \varphi &= \frac{\eta_0^3 \xi^2}{2} - (\eta - \eta_a) \eta_0 \left( \frac{4}{5} \xi^4 - \frac{5}{21} \xi^6 \right) + (\eta_0 - \eta_a)^2 \left( \frac{2}{5} \xi^6 - \frac{9}{85} \xi^8 + \frac{3}{70} \xi^{10} \right) \\ \varphi_0 &= \frac{\eta_0^3}{2} - \frac{59}{105} (\eta_0 - \eta_a) \eta_0 + \frac{18}{70} (\eta_0 - \eta_a)^2 \dots \dots \dots (5c) \end{aligned}$$

und nach Einsetzen der obigen Werte für  $\eta_0$ ,  $\eta_a$  der Mittelpunktsdruck und der für  $\xi = \frac{1}{2}$ .

$$\begin{aligned} 2 \varphi_0 &= 1.947, \\ \text{also } p_0 &= 3.855 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-2} \\ 2 \varphi_{1/2} &= 0.505, \\ \text{also } p_{1/2} &= 8.611 \cdot 10^5 \text{ kg cm}^{-2}. \end{aligned}$$

Der durch (5c) gegebene Druckverlauf  $\eta: \varphi_0 - p: p_0$  ist mit dem der Dichte  $\eta: \eta_0 = \delta: \delta_0$  nach (2c) und der Erdbeschleunigung  $g/g_a = \zeta$  nach (1c) in der Fig. 3 vereinigt aufgetragen, und dürfte, da alle diese Formeln keine Materialkonstanten enthalten, für alle oberflächlich erstarrten Weltkörper, also im Sonnensystem für die inneren Planeten und

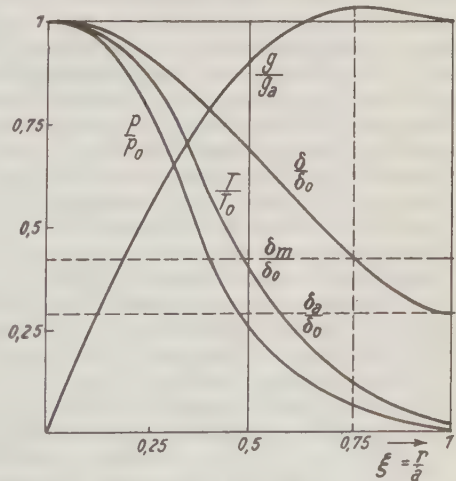


Fig. 3. Radiale Änderung der Dichte, des Druckes, der Temperatur und der Beschleunigung im Erdinnern

die großen Monde, zutreffen. Insbesondere für den Erdmond hätte man mit  $\delta_m = 3.33 \text{ g cm}^{-3}$  eine Außendichte von  $\delta_a = 5/8 \delta_m = 2.08$ , also die des Sandes zu erwarten, was mit dem Albedo des Mondes übereinstimmt.

Dürfen wir den Erdkern als gasförmig nach der Gl.

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\delta}{\delta_0} \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (20)$$

auffassen, so erhalten wir mit  $p = 12000 \text{ kg cm}^{-2}$ ,  $\delta = 3.45 \text{ g cm}^{-3}$   $T = 5000^\circ$  unter der Simaschicht für

$$r = 0.5 a, \quad \delta_{\frac{1}{2}} = 9.56 \text{ g cm}^{-2}, \quad T_{\frac{1}{2}} = 145500^\circ$$

$$r = 0 \quad \delta_0 = 12.52 \text{ g cm}^{-2}, \quad T_0 = 382200^\circ$$

mit einem in Fig. 3 ebenfalls eingetragenen, etwas über der Druckkurve liegenden Verlauf, der aber keiner einheitlichen Polytrope wie in Gaskugeln entspricht. Damit erledigen sich die in einer früheren Abhandlung\*) über den Erdball angestellten Rechnungen, in denen unberechtigtweise der Druck aus einer Polytrope und das Trägheitsmoment aus der Äquatorneigung gegen die Ekliptik bestimmt wurde.

## Ein neuer statischer Schweremesser zur Messung und Registrierung lokaler und zeitlicher Schwereänderungen

Von A. Graf, Berlin (Askania-Werke). — (Mit 13 Abbildungen)

Es wird ein neues Gravimeter beschrieben, welches, ohne daß irgendwelche Änderungen vorgenommen werden müssen, sowohl lokale wie zeitliche Schwereänderungen zu messen und zu registrieren gestattet. Das Meßprinzip beruht auf der elektrischen Bestimmung der Verlängerung einer Vertikalschraubenfeder bei einer Schwereänderung. Masse und Feder hängen frei und es werden keinerlei Gelenke benötigt (etwa Schneiden, Federgelenke, Fäden usw.); das System arbeitet daher völlig reibungsfrei und gewährt damit eine sehr hohe Einstellsicherheit. Astasierung ist nicht vorhanden, die Schwingungszeit ist daher klein (etwa 1 sec); somit entfällt die lästige Abhängigkeit des Skalenwertes von der Einstellung. Der Eichwert ist innerhalb weiter Grenzen (über 1500 mgl) konstant, die Meßskala also linear. Die Eichung ist lediglich bestimmt durch das Verhältnis von Masse + halbem Federgewicht zum Eichgewicht. Die Genauigkeit des Skalenwertes ist also in erster Linie abhängig von der Genauigkeit, mit der das Eichgewicht bestimmt werden kann. Da das Gravimeter luftdicht abgeschlossen ist, so bleiben Luftdruckschwankungen ohne Einfluß auf die Messung. Die Neigungsempfindlichkeit ist sehr gering und beträgt bei günstigster (Minimum-) Justierung für beide horizontale Richtungen bei einer Neigung um  $90''$  weniger als 0,1 mgl. Die Ablesung der Schwereänderung erfolgt an einem Lichtmarkengerät (ohne Verstärker) oder an einer Meßtrommel. Die Empfindlichkeit kann in weiten Grenzen

\*) H. Lorenz: Die Äquatorneigungen der Sonne und Planeten, Astr. Nachr. **261**, Nr. 6263 (1937). Für die Kritik an meinen Ausführungen bin ich außer Herrn Dr. Küssner in Göttingen und Herrn Prof. Dr. A. Prey (Wien), Astr. Nach. **264**, Nr. 6316 (1937), verpflichtet.

geändert werden; zweckmäßigerweise wählt man 2—6 Skalenteile am Galvanometer = 1 mgl. Zur Registrierung der Gezeiten kann ein beliebiges Spiegelgalvanometer Verwendung finden, oder bei Zwischenschaltung eines Verstärkers ein Tinten- oder Fallbügelschreiber. — Das Gerät ist mit einem Thermostaten ausgerüstet, der jedoch nur bei langen Transportzeiten zwischen den Meßstationen in Tätigkeit gesetzt zu werden braucht. Bei lokalen Untersuchungen kann ohne Temperaturregelung gemessen werden. Temperaturkompensation ist vorgesehen. Die elastische Nachwirkung der Feder erwies sich als praktisch belanglos, da die Masse in der Meßstellung arretiert wird. Die Meßdauer pro Aufstellung beträgt 4—5 min, die Tagesleistung bei Punktabständen von 1—2 km und guten Straßen 20—25 neue Stationen. Das Gravimeter ist im Meßwagen (Personenwagen-Chassis Ford V 8) federnd so eingebaut, daß es ohne Umsetzung des Gerätes direkt auf den Erdboden herabgelassen werden kann. Für die Horizontierung ist Grob- und Feinverstellung vorgesehen. Der Beobachter bleibt während der Messungen im Wagen, so daß auch bei Wind und Regen gearbeitet werden kann. Das Gewicht des Gerätes beträgt 57 kg.

## **A new static Gravity-Meter for measuring and recording local and temporal gravity variations**

### **Summary:**

A new type of gravity-meter is described which without any modifications can be used for measuring and recording local as well as temporal anomalies of gravity. The principle of the design is based on the electrical determination of the lengthening of a vertical spring due to changes of the gravitational field. Weight and spring are suspended in such a way as to avoid wedges, spring joints or threads of any kind. The design is perfectly free from friction and assures highly reliable readings. There being no astaticism the period of oscillation is reduced to approximately 1 sec. Consequently, the calibration is constant throughout the entire scale range which amounts to more than 1500 millidyne. The calibration only depends on the ratio of weight + half of the spring weight as compared with the calibration weight. The accuracy of the scale value therefore is influenced in first place by the possibility of determining the calibration weight as exactly as possible. Owing to the fact that the gravity-meter is air-tight, variations of the atmospheric pressure do not have any influence on the readings. The inclination error is very small and under favourable conditions amounts to less than 0.1 millidyne, the instrument being inclined by 90 sec. in both horizontal directions. — The reading of the gravity variation is made by means of a micro-ammeter (without amplifier) or on a reading drum. The sensitivity can be modified within rather a wide range. For practical field use 3 to 6 scale intervals of the micro ammeter are made to correspond with 1 millidyne. In the case of tidal recording a mirror type ammeter can be used or, instead of that, a pen or thread recorder in connection with an amplifier. — A double thermostat is provided on the instrument which however is to be used only when the apparatus is moved between two observation stations far apart from each other. For local investigations no temperature control is necessary. Temperature compensation is provided for. The elastical after effect of the spring is practically without importance since the weight remains in the measuring position even when being fixed. The time required for one reading including the set-up is 4—5 min. The daily output under good road conditions amounts to 20 or 25 new stations 1 or 2 km apart. The gravity-meter is elastically suspended within a field truck, ( $\frac{1}{2}$  ton) in such a way that the observer can lower the instrument directly to the ground. Both coarses and fine adjustment is provided for levelling the design. While taking the readings the observer remains inside the truck so that no interruption by wind or rain will occur. The instrument weighs 57 kg (125 lbs. approximately).



## Un nouveau gravimètre statique pour la mesure et l'enregistrement des variations locales et temporelles de la pesanteur

### Résumé :

Il est donné description d'un nouveau gravimètre, lequel permet sans qu'il y ait à effectuer aucune modification de mesurer et d'enregistrer les variations de la pesanteur tant suivant le lieu que dans le temps. Le principe de mesure repose sur la détermination électrique de l'allongement d'un ressort hélicoïdal vertical lors d'une modification de la pesanteur. La masse et le ressort sont suspendus librement et aucune articulation n'est nécessitée (pas de couteaux, articulations de ressorts, fils, etc.). Le système fonctionne donc sans aucun frottement et garantit ainsi une très haute sécurité d'indications. Comme il n'y a pas d'astatisation la période d'oscillation est courte (environ 1 seconde). Dans ce système il n'existe pas l'importune dépendance entre la grandeur des l'échelle et la position sur la graduation. La grandeur de l'échelle est constante dans de larges limites (plus de 1500 milligals); autrement dit la graduation est linéaire. L'étalonnage est déterminé uniquement par le rapport masse plus moitié du poids du ressort au poids d'étalonnage. C'est-à-dire que la précision de l'échelle dépend en premier lieu de la précision avec laquelle on peut déterminer le poids d'étalonnage. Le gravimètre étant enfermé de manière étanche à l'air les variations de la pression atmosphérique n'ont aucune influence sur les résultats des mesures. La sensibilité à l'inclinaison est très réduite, savoir de moins de 0.1 milligal pour l'ajustage optimum (minimum) pour les deux directions horizontales en cas d'une inclinaison de l'ordre de 90 secondes. — La lecture de la variation de pesanteur s'effectue sur un micro-ampèremètre (sans amplificateur) ou à un tambour de mesure. On peut modifier la sensibilité dans de larges limites. Il est pratique de s'en tenir à 3—6 divisions de graduation = 1 milligal. Pour l'enregistrement des marées on peut employer à volonté un galvanomètre à miroir, mais aussi un enregistreur à encre ou à étrier mobile. — L'appareil est équipé avec un thermostat, dont toutefois on n'a besoin que pour de longs transports entre les stations de mesures. En cas d'observations locales on peut opérer sans régulation de température. Une compensation de température a été prévue. L'effet résiduel hystérésis mécanique du ressort s'est révélée pratiquement insignifiant, car la masse reste également dans la position de mesure lorsqu'elle est arrêtée. La durée des mesures est de 4 à 5 minutes par position, ce qui permet 20 à 25 stations par jour pour des distances entre points d'observations de 1 à 2 km lorsque les routes sont bonnes. Le gravimètre est monté dans une voiture de mesures (châssis de voiture tourisme Ford V 8) avec une suspension élastique de telle sorte qu'on puisse le descendre directement sur le sol sans avoir à sortir l'appareil. Le réglage de position horizontale est prévu avec réglage approximatif rapide et réglage précis. L'observateur reste dans la voiture pendant les mesures, en sorte qu'on peut travailler par temps de vent et de pluie. L'appareil pèse 57 kg.

Mit der Entwicklung von statischen Schweremessern hat man sich schon bald nach 1900 befaßt. Erfolgversprechende Versuche wurden aber erst 1918 durch die Schweden Ising und Urelius begonnen und über 15 Jahre hindurch weitergeführt. Die eigentliche Entwicklungswelle für statische Schweremesser setzte in den Jahren 1928 bis 1930 ein und dauert heute noch an. Es war die Zeit, als die großen amerikanischen Ölkonzerne eigene Laboratorien und Werkstätten nicht nur zur Überholung und Instandsetzung, sondern auch zum Zwecke der Neu-

entwicklung von geophysikalischen Geräten einrichteten. Etwa gleichzeitig griffen auch, als die große Bedeutung und die großen Erfolge gravimetrischer Untersuchungen mit der Eötvösschen Drehwaage für die praktische Geologie, insbesondere durch die Arbeiten von Schweydar, der *Exploration* G. m. b. H. u. a. immer ersichtlicher und in der Ölstatistik immer greifbarer in Erscheinung traten, verschiedene Institute das alte Problem wieder auf.

Zur Zeit sind acht verschiedene Arten von statischen Schweremessern geländereif entwickelt. Sämtliche Typen besitzen eine Genauigkeit von mehr als 1 mgl. Bei drei weiteren Arten von Gravimetern liegt der mittlere Fehler um 1 mgl. Es handelt sich um folgende Geräte (Reihenfolge historisch geordnet):

1. Das Gravimeter von Ising und Urelius, Meßprinzip: Ein horizontaler Quarzfaden wird durch ein nahezu vertikal stehendes Pendel auf Torsion beansprucht. Die Neigungsänderung des Pendels gegen die Vertikale ist ein Maß für die Schwereänderung (hohe Astasierung).

2. Das Gravimeter von Truman, USA., Meßprinzip: Eine vertikale Schraubenfeder und horizontale Blattfedern wirken so zusammen, daß die Masse astasiert und damit eine hohe Schwereempfindlichkeit bei hoher Schwingungszeit erreicht wird (Schwerpunkt der Masse über Angriffspunkt der Feder).

3. Das Gravimeter der Gulf Oil and Refining Company, USA., Meßprinzip: Eine vertikale Schraubenfeder mit rechteckigem Federquerschnitt (Federband) trägt neben der Masse einen hochreflektierenden Spiegel nach Art eines Gravimeters von Tomaschek. Bei Verlängerung der Feder durch eine Schwerezunahme tritt gleichzeitig eine Drehung des unteren Federendes ein, die auf optischem Wege (Multireflexion) gemessen wird.

4. Das Gravimeter von Mott-Smith, USA., Meßprinzip ähnlich wie das von Ising. Lediglich die hohe Neigungsempfindlichkeit wird auf anderem Wege als bei Ising ausgeschaltet. Sehr genauer Thermostat erforderlich.

5. Das Gravimeter nach Thyssen der Seismos G. m. b. H., Meßprinzip: Astasierte Federwaage.

6. Das Gravimeter der Humble Oil and Refining Company, USA., Meßprinzip ähnlich wie bei Truman.

7. Das Gravimeter nach Lindblad der Boliden Mining Company, Stockholm, Meßprinzip: Eine elliptisch gebogene Blattfeder trägt die Masse, die als eine Seite eines Kondensators ausgebildet ist. Die Verlagerung der Masse wird als Kapazitätsänderung (Brückenschaltung) gemessen.

8. Das Gravimeter nach Graf der Askania-Werke, Berlin, Meßprinzip: Die an einer vertikalen Schraubenfeder hängende Masse wird mit einer Einrichtung versehen, durch welche die Lageveränderung derselben elektrisch gemessen werden kann.

Die Gravimeter mit etwas geringerer Genauigkeit (um 1 mgl herum) sind:

9. Das Gravimeter nach Haalck, Potsdam, Meßprinzip: Beiderseitig abgeschlossenes Quecksilberbarometer.

10. Das Gravimeter nach Noergaard, Kopenhagen, Meßprinzip: Ebenfalls Verwendung einer Gasfeder wie bei Haalck, jedoch nicht in Form eines Barometers, sondern eines Säureprüfers.

11. Das Gravimeter nach Wright, Washington, USA., Meßprinzip: Zwei kegelförmig ausgebildete horizontal liegende Schraubenfedern werden mehrmals vertordiert, damit sie ein in der Mitte befindliches Stäbchen mit Spiegel in der Horizontalen halten können. Durch die große Vorspannung der Federn wird die Ableseempfindlichkeit vergrößert (Ersatz für Astasierung).

Infolge der starken Dämpfungsmöglichkeit und der geringen Neigungsempfindlichkeit eignen sich die beiden Typen 9 und 10 als einzige für Messungen auf hoher See, insbesondere das Haalck-Gravimeter.

In den Jahren 1934 bis 1936 hat der Verfasser die Entwicklung von statischen Schweremessern aufgenommen, und zwar zunächst nach dem Prinzip des astasierten Federpendels. Die Anordnung der Federn und Masse sowohl wie die Wirkungsweise war ähnlich wie beim Ising-Pendel, mit dem Unterschied, daß an Stelle eines Quarzfadens eine Kreuzfederanordnung als elastischer Körper trat. Die Federn waren aus einer Metalllegierung hergestellt und so gelagert, daß durch Änderung der Federspannung die Schwingungszeit des Pendels eingestellt werden konnte. Gleichzeitig gab die Art der Einspannung eine einfache Möglichkeit der Temperaturkompensation (Fig. 1 und 2). Die Neigungsempfindlichkeit wurde durch ein zweites, gleiches, aber im spiegelbildlichen Sinne

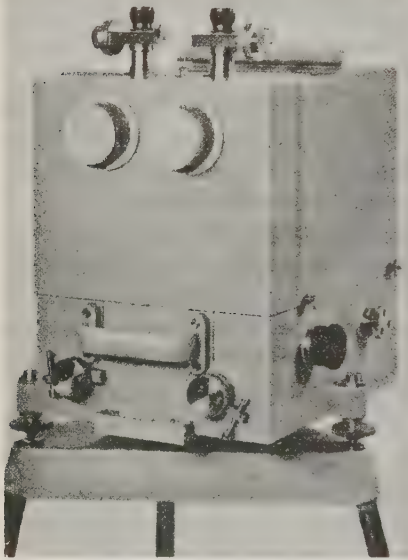


Fig. 1. Statischer Schweremesser mit Federpendeln

angeordnetes Meßsystem stark verkleinert, eine Methode, die auch von Mott-Smith und Thyssen verwendet wird.

Nach eingehenden Versuchen wurde jedoch das Meßprinzip mit astasierten Pendeln wieder aufgegeben. Wohl hatte das erste Versuchsgerät eine Meßgenauigkeit im Felde von 0.8 mg/l erreicht, doch ließen die Versuche erkennen, daß eine erhebliche Steigerung aus prinzipiellen Gründen nur mit einem großen Aufwand von Hilfsmitteln zu erreichen war. Schien schon die Tatsache ungünstig, daß ein doppelt eingespanntes Federsystem infolge der verschiedenen spezifischen Wärme von Feder und Einspannstück in stärkerem Maße als ein einseitig eingespanntes temperaturempfindlich ist, so zeigten sich besondere Schwierigkeiten beim Bau der Arretierung wegen der Starrheit des Federsystems. Ising und Mott-Smith



haben beide Schwierigkeiten in der Weise umgangen, daß sie das Feder-Pendelsystem einschließlich der Halterung aus Quarz schmolzen und außerordentlich leicht an Gewicht machten, so daß die Zeit der Wärmeübertragung möglichst gering gehalten und auf eine Arretierung überhaupt verzichtet werden konnte.

Letzterer Weg schien mir aber ungeeignet, wenn es sich nicht um den Bau einiger weniger Geräte, sondern um eine Serienfabrikation handelt. Die Herstellung solcher Quarzsysteme mit einer bestimmten vorgegebenen Schwingungszeit stellt an die Geduld und Geschicklichkeit des Quarzbläfers so hohe Anforder-

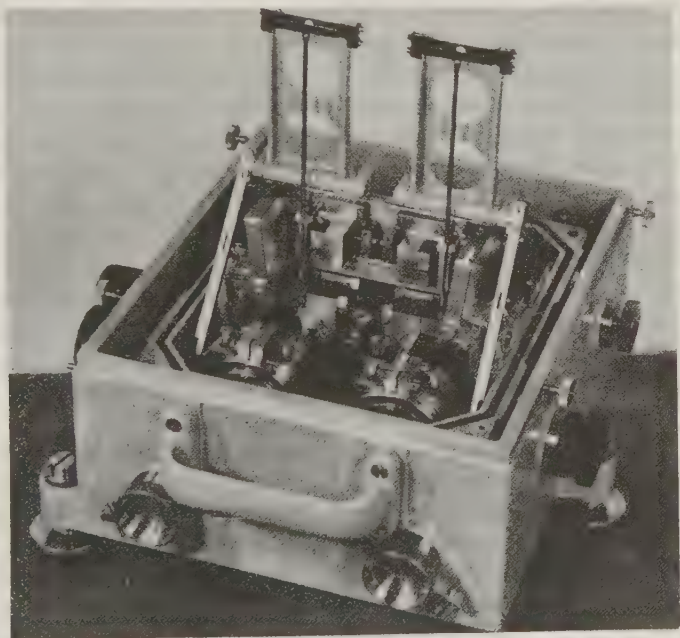


Fig. 2. Inneres des Federpendel-Schweremessers

rungen, daß an eine termingerechte Fertigung kaum zu denken war. Wegen der leichten Zerbrechlichkeit solcher dünnen Federn und Stäbchen (der Federdurchmesser beträgt nur einige  $\frac{1}{100}$  mm, die Pendelmasse nur wenige mg), ist mit einem hohen Prozentsatz Ausfall zu rechnen. Der wesentlichste Punkt ist aber die völlige Hilfslosigkeit, in der sich ein Beobachter in unkultivierten Gegenden befinden würde, wenn bei schwierigen Transporten einmal ein Quarzsystem Schaden litte.

Zu diesen rein praktischen Überlegungen kamen solche meßtechnischer Natur. Bald nach der Einführung der astasierten statischen Schweremesser (siehe oben unter 1, 2, 4, 5 und 6) in die angewandte Geophysik empfand man bei Regionaluntersuchungen die Abhängigkeit des Eichwertes vom Ausschlag recht



lästig. Wohl war die innere Genauigkeit der Messungen eine recht gute, aber die Anschlüsse bei großen Abständen zeigten nicht unerhebliche Abweichungen. Eine Bestimmung des Skalenwertes auf über 1<sup>0</sup>/<sub>0</sub> erwies sich als schwierig. Man war auf Benutzung von Eichstrecken angewiesen, die ihrerseits Fehler enthielten und deren Vermessung außerdem viel Zeit erforderte. Der veränderliche Eichwert rührt von der stark unlinearen Charakteristik der astasierten Geräte her; tritt aus irgendeinem Grund (etwa durch einen starken Stoß oder durch starke Temperaturunterschiede) eine größere Änderung der Anzeige auf, so ist damit auch eine Änderung des Skalenwertes gegeben, die unter Umständen so groß sein kann, daß ohne Öffnung und Neueinstellung des Gerätes nicht weitergemessen werden kann. Ein anderer Nachteil der astasierten Geräte ist die große Neigungsempfindlichkeit, die nur unter Anwendung besonderer Hilfsmittel in erträglichen Grenzen gehalten werden kann. Die Ursache ist die solchen Geräten innewohnende Labilität der Einstellung (Arbeiten in der Nähe einer Kippgrenze). Man kann sie mit elektrischen Verstärkern mit Rückkoppelung vergleichen, die hart an der Pfeifgrenze zwar gute Verstärkung, aber auch ein erhöhtes Maß von Störanfälligkeit zeigen.

Bei der Entwicklung statischer Schweremesser wurde von der Astasierung ausgegangen, weil die Vorteile derselben (mechanische Drehmoment-Rückkoppelung) von der großen Seismik her bekannt waren (nämlich Steigerung der Anzeigeempfindlichkeit), und andererseits die normalen optischen Hilfsmittel vor Bekanntwerden der hochreflektierenden Spiegel für die Vergrößerung des Meßausschlages nicht ausreichten.

Um der Astasierung aus dem Wege zu gehen, um also Geräte mit *konstantem* Skalenwert, *linearer* Charakteristik, *geringer Neigungsempfindlichkeit* und *großem* Meßbereich zu erhalten, mußten neue Wege der Messung einer Längsverschiebung oder eines Winkelausschlages beschritten werden. Tomaschek verwendete schon 1930 bei einem Gerät die Methode der Längsmessung durch optische Interferenzstreifen, bei einem zweiten hochreflektierende Spiegel, welches letzteres Verfahren auch von der Gulf Oil and Refining Company Anwendung findet. Lindblad bildete eine kapazitive Meßanordnung aus. Dieses Verfahren ist an sich altbekannt und wurde schon zur Beobachtung des Wachstums von Pflanzen in Anwendung gebracht. Für Gravimeter kommt als erschwerend hinzu, daß die Masse sich praktisch nie im Ruhezustand befindet, sondern durch die mikroseismische Bodenunruhe in steter Bewegung ist. Da andererseits als Dielektrikum nur ein Gas in Frage kommt, und die Ausmaße eines Geländemeßgerätes keine großen Dimensionen für die Kondensatorplatten zulassen, so muß mit sehr geringem Plattenabstand gearbeitet werden, um die Meßkapazität in ein vernünftiges Maß zur Schaltkapazität zu bringen; das bedeutet: steife Feder, kleiner Hub und damit hohe elektrische Verstärkung. Während beispielsweise bei dem unten beschriebenen Gravimeter etwa 0.2  $\mu$  direkte Verschiebung für 1 mgl elektrisch zu messen sind, gibt hier die Feder nur 0.005  $\mu$  Längenänderung pro mgl ab. Je geringer aber die direkte Längenänderung der Feder, um so größer ist die Inan-

spruchnahme der elektrischen Meßanordnung zur Sichtbarmachung des Meßauschlagess. In ersterem Falle sind die Genauigkeit- und Konstanzbedingungen und -anforderungen an den elektrischen Übersetzungsmechanismus 40 mal kleiner als in letzterem.

Von solchen Überlegungen ausgehend, begann der Verfasser Anfang 1937 mit der Entwicklung eines mechanisch-elektrischen Schweremessers. September 1937 waren bereits vier Versuchsgeräte fertig, von denen zwei mit Thermostaten ausgerüstet wurden und für Geländemessungen eingesetzt werden konnten. Von September 1937 bis Juni 1938 erfolgten eingehende Erprobungsmessungen mit kurzen und langen Stationsabständen, auf guten und schlechten Straßen und Wegen, an kalten und warmen Tagen usw. Vier Wochen wurden allein zur Registrierung der zeitlichen Schwereänderungen im Kaiser Wilhelm-Stollen in Clausthal 400 m unter Tage verwendet. Nebenher ging die Konstruktion des Modellgerätes für den Serienbau, wobei alle in- zwischen gesammelten Erfahrungen verwertet wurden.

**I. Meßprinzip.** Der wesentlichste Teil des Gravimeters besteht aus einer vertikal hängenden, einseitig befestigten Schraubenfeder mit einer am unteren freien Ende angebrachten Masse (Fig. 3). Letztere kann sich vollkommen frei nach allen Richtungen bewegen und ist nicht mehr geführt, im Gegensatz zu anderen Schweremessern. Diese Anordnung gewährt eine sehr hohe Einstellsicherheit, da neben der Werkstoffdämpfung (innere Reibung) keine reibenden Elemente vorhanden sind, wie beispielsweise Blattfedergelenke beim Truman-Gravimeter, Fadengelenke beim Hartley-Gravimeter und Schneidengelenke beim Thyssen-Gravimeter usw. Ein weiterer beträchtlicher Vorteil dieser Anordnung ist die leichte Arretierbarkeit des Systems, da Verzerrungen, die sich in Form einer starken elastischen Nachwirkung bemerkbar machen, nicht auftreten können. Die erwähnten Führungsgelenke haben den Zweck, die Längsbewegung der Masse in eine Drehbewegung umzuwandeln. Die überwiegende Zahl von Gravimetern arbeitet mit rein optischer Ablesung des Meßausschlages und zu diesem Zwecke ist eine Umwandlung der Längsverschiebung in eine Drehbewegung unerlässlich, da sonst die notwendige Ableseempfindlichkeit nicht erreicht wird. Lediglich die mit horizontaler Feder arbeitenden Schweremesser benötigen keine solche Umwandlung, da dort die Schwereänderung keine Längsverschiebung, sondern unmittelbar eine Drehung bewirkt. Die Nachteile letzterer Systeme (starke Neigungsempfindlichkeit, schwere Arretierbarkeit und große Temperaturempfind-

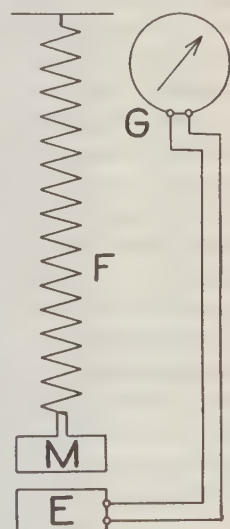


Fig. 3.  
Prinzipielle Anordnung  
des neuen mechanisch-  
elektrischen Gravi-  
meters.  $F$  = Feder.  
 $M$  = Masse,  $E$  = Elek-  
trischer Verschiebungs-  
messer,  $G$  = Galvano-  
meter

lichkeit) wurden oben bereits erwähnt. Das hier behandelte Gravimeter ist neben dem von Lindblad das einzige, das die Längsbewegung direkt mißt ohne Reibung erzeugende und damit energieverbrauchende Umwandlung in einen Winkelausschlag.

Auf dem Gebiete der Feindehnungs- und Verschiebungsmessung wurden in den letzten Jahren eine Reihe von elektrischen Methoden entwickelt, die ohne Schwierigkeit die Messung von Bruchteilen von  $\mu$  gestatten. Als Meßverfahren kommen kapazitive, magnetische, photoelektrische und reine (Ohmsche) Widerstandsmethoden in Frage, und zwar fast alle in Form von Brückenschaltungen oder in einer Schwingkreisanordnung. Die zuletzt erwähnten Widerstandsverfahren beziehen sich nicht nur auf Spannungsteilungen längs mechanisch bewegter Kontakte, sondern auch beispielsweise auf Glimmstrecken, wo ionisiertes Gas als Widerstand dient, oder auf Strombahnen in Elektrolyten. Eines der erwähnten Verfahren hat der Verfasser so ausgebaut und weiterentwickelt, daß es in Kombination mit der beschriebenen Federanordnung möglich wurde, die Längsverschiebung einer Feder um  $0.002 \mu$  ( $= 0.01 \text{ mgl}$ ) ohne Zwischenschaltung eines Verstärkers direkt an einem Lichtmarkengalvanometer normaler Bauart ersichtlich zu machen. Während also bei einer direkten optischen Verstärkung (ohne Hebelübersetzung) eine Vergrößerung von  $1:1000$  der zu beobachtenden Vertikalbewegung schon auf große Schwierigkeiten stößt, leistet das entwickelte Meßverfahren bequem das Hundertfache; denn eine Federlängung um  $0.01 \mu$  kann direkt als Galvanometerausgang von  $1 \text{ mm}$  beobachtet werden. Es ist klar, daß als Koppelungselement zwischen der Meßanordnung und dem Federsystem nur ein Gas oder Vakuum als praktisch reibungsfreie Übertragungsglieder in Betracht gezogen werden konnten.

*II. Beschreibung des Gerätes.* Fig. 4 zeigt das neue Gravimeter. Das Federsystem mit der elektrischen Meßanordnung ist im innersten dickwandigen und druckdichten Gußgehäuse eingebaut. Sämtliche Betätigungshebel sind luftdicht nach oben geführt, so daß sie von außen von einer Stelle aus bedient werden können. Es sind dies der Arretierhebel für die Masse (links), eine Meßtrommel zum Verstellen des Meßbereiches (rechts an der Seite), eine Vorrichtung zum Auflegen eines Eichgewichtes (rechts vorne) und eine Beruhigungsanordnung für die Feder (Mitte). Die beiden letzten Durchführungen brauchen nur selten bedient zu werden und sind zur Messung nicht unbedingt notwendig. Die Libellen mit  $60\text{-sec}$ -Teilung sitzen auf dem innersten Gußgehäuse und sind von oben durch ein Glasfenster zu beobachten. Auch die Fußschrauben sind nach oben geführt, was für das Horizontieren bequem ist; man muß nämlich gleichzeitig die Nivellierschrauben drehen und die Libellen im Auge behalten können. Um das innere Gußgehäuse befindet sich ein dreiwandiger Leichtmetallmantel, der einen Thermostaten enthält. Mit Rücksicht auf Stromersparnis ist das Kontaktthermometer mit  $\frac{1}{100}^{\circ}$ -Teilung der jahreszeitlichen Temperaturschwankung entsprechend auswechselbar angeordnet. Die zugehörigen Schalter und Relais sind eingebaut (linke Kassette



in Fig. 5), können jedoch auch vom Apparat abgesetzt werden. Für den Betrieb des Gravimeters ist als Stromquelle lediglich ein 12-Volt-Sammler erforderlich, der mit etwa 10 Watt belastet wird. Der Thermostat verbraucht bei 10° Übertemperatur etwa 20 bis 25 Watt.

Das Gewicht des Schweremessers beträgt 57 kg. Das Instrument wird im Meßwagen eingebaut, und zwar so, daß das lästige Umsetzen des Gerätes im Wagen

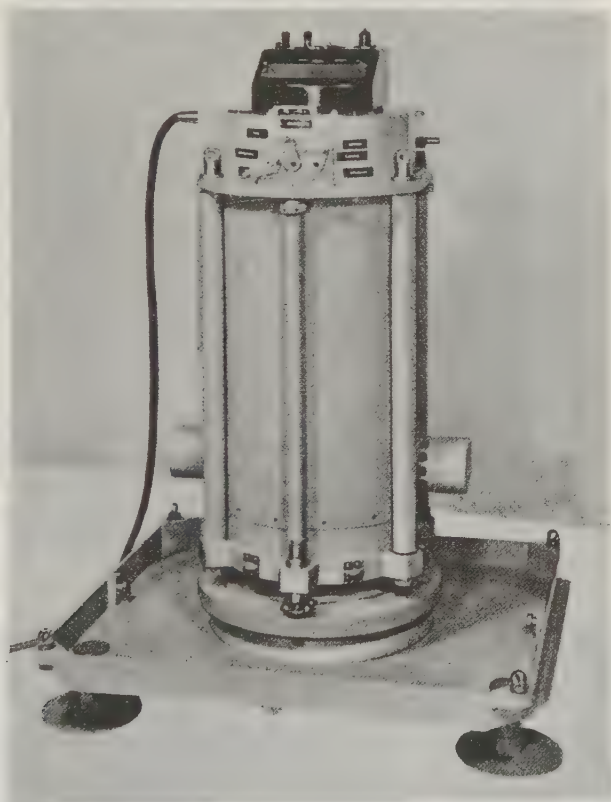


Fig. 4. Außenansicht des neuen Schweremessers mit Stativ

(im Gegensatz zu allen bisher bekannten Geräten) vor und nach der Messung wegfällt. Der Apparat hängt federnd (die drei Federstangen sind mit Rohren umkleidet, siehe Fig. 4 und 5) an Seilen und wird vermittelt einer kleinen Seilwinde auf den Erdboden gelassen und nach der Messung wieder hochgezogen, wobei das Stativ als Abschlußplatte für das Loch im Wagen dient. Letzterer Arbeitsgang wird zweckmäßig vom Fahrer des Wagens ausgeführt, während der Beobachter im Wagen die Messung übernimmt. Die Art der Aufhängung des Instruments und die beschriebene Arbeitsteilung hat sich bei den vielen Meßfahrten recht gut bewährt.



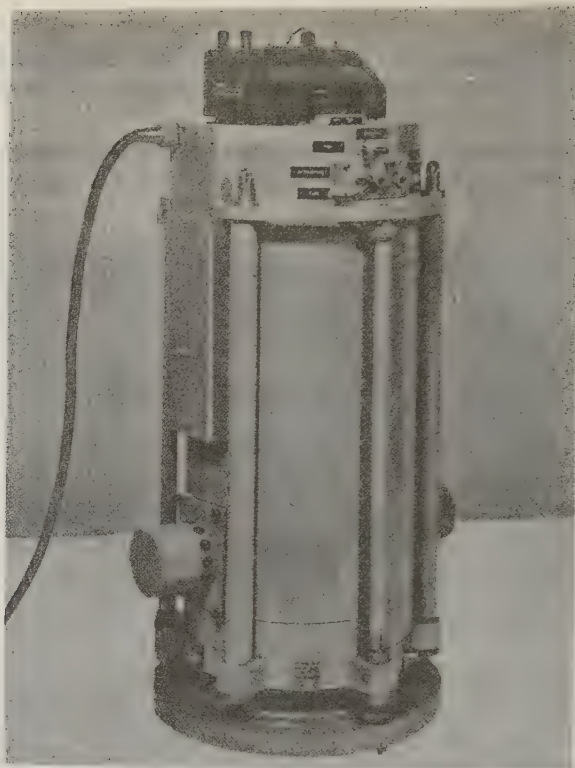


Fig. 5. Seitenansicht ohne Grundplatte

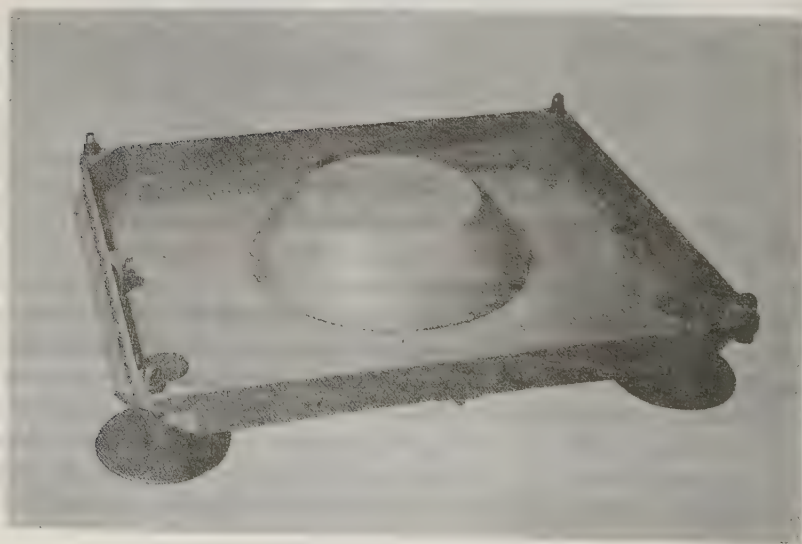


Fig. 6. Stativplatte mit Horizontierkalotte

Zum Zwecke der Beschleunigung der Horizontierung des Gerätes, insbesondere bei unebenem Gelände, ist eine Grob- und Feinjustierung vorgesehen. Das Graviometer sitzt bei der Messung auf einer Kugelkalotte (Fig. 4 und 6) und kann auf derselben hin- und hergerutscht werden. Nach Einspielen einer groben Dosenlibelle erfolgt die Feinjustierung vermittelt der Nivellierschrauben.

*III. Vornahme der Messung und Meßdauer.* Nach dem Anhalten des Wagens wird der Apparat auf den Boden gesenkt und horizontiert (Zeitdauer 1 bis 2 min). Nach dem Entarretieren beruhigt man die Feder durch ein einfaches Verfahren, wartet etwa 2 min und liest dann den Meßausschlag am Galvanometer oder an der Meßtrommel, vermittelt der man den Galvanometerausschlag kompensieren kann, ab. Die Einhaltung eines besonderen Meßschemas zur Eliminierung von elastischen Nachwirkeffekten, wie sie von Beobachtern bei anderen Gravimetern häufig in Benutzung sind, ist hier nicht notwendig, bei langen Punktabständen und großen Schwereunterschieden an sich aber empfehlenswert.

Ein geschulter Beobachter benötigt zu einer Messung vom Anhalten des Wagens bis zur Weiterfahrt etwa 4 bis 5 min.

Da jeder Punkt doppelt gemessen wird (Hin- und Rückfahrt), so entfallen bei täglich 20 neuen Stationen rund 3 Stunden auf die reine Meßzeit, die übrigen 5 Stunden (bei achtstündiger Meßzeit) auf die Transportzeit. Letztere hängt ausschließlich von den Transportmitteln und der Beschaffenheit der Wege und Straßen ab. Bei 20 Stationen pro Tag entfallen also 7 bis 8 min für den Transport von Meßpunkt zu Meßpunkt. Bei Abständen von 1 km ist dann noch eine Transportgeschwindigkeit von 10 km/Stunde im Durchschnitt ausreichend, bei 3 km Abständen eine solche von 30 km/Stunde, wenn das Tagesprogramm bewältigt werden soll.

*IV. Neigungsempfindlichkeit.* Aus der Fig. 7 ist die Neigungsempfindlichkeit für die beiden horizontalen Richtungen ersichtlich. Sie beträgt nur 0.1 mgl für eine Neigung um 90" sec im mittleren Bereich.

Wenn man bedenkt, daß die Masse vollkommen frei an einer vertikalen Feder hängt und daher Symmetrie nach allen Seiten gegeben ist, so kann man schon ohne Rechnung erkennen, daß der Einfluß einer Stativneigung kein großer auf die Einstellung sein kann und eine Minimumlage zu erwarten ist. Denn bei symmetrischer Bauart muß eine Neigung nach der einen Seite denselben Effekt wie eine

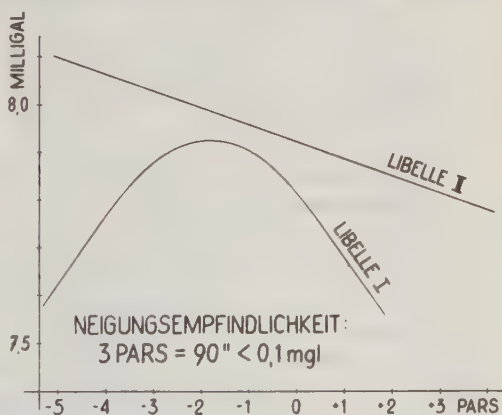


Fig. 7. Neigungsabhängigkeit des Schweremessers in den beiden horizontalen Richtungen

solche nach der anderen ergeben. Außerdem wurden noch besondere Maßnahmen getroffen, um den theoretsich zu erwartenden Neigungsausschlag noch weiter zu vermindern.

Eine kleine Neigungsempfindlichkeit ist für die Abkürzung der Meßzeit von großer Bedeutung. Man benötigt nicht nur für die Horizontierung weniger Zeit, sondern braucht auch auf die Auswahl des Bodens kein so großes Gewicht zu legen. Ist nämlich der Untergrund weich oder gar sumpfig oder gefroren, so laufen die Libellen während der Messung weg, was den Beobachter bei sehr neigungsempfindlichen Geräten auf harte Geduldsproben stellt.

*V. Luftdruck, Feuchtigkeits- und Windeinfluß.* Da die empfindlichen Teile luftdicht abgeschlossen sind, so sind Luftdruck- und Feuchtigkeitsschwankungen für die Messungen bedeutungslos. Gerät und Beobachter befinden sich in einem geschlossenen Wagen, es kann daher auch bei Regen und Schnee gemessen werden. Das Gerät wie das Stativ bieten in der Meßstellung dem Wind nur eine geringe Angriffsfläche. Hieraus folgt eine große Windfestigkeit, die durch besondere Maßnahmen, etwa Windklappen usw., noch gesteigert werden kann. Im Laufe der Versuchsmessungen wurden viele bei starken Winden durchgeführt (bis zu Windstärke 8), ohne daß merkbliche Fehler beobachtet werden konnten.

*VI. Ableseempfindlichkeit.* Die Ableseempfindlichkeit kann in weiten Grenzen beliebig eingestellt werden. Am praktischsten ist ein Ausschlag von etwa 5 bis 10 mm am Galvanometer (= 3 bis 6 Skalenteile) für 1 mgl. Erheblich höher zu gehen empfiehlt sich nicht wegen der mikroseismischen Bodenunruhe. Die Einstellung wird dann zu zappelig. Nur auf festem Boden ist es unter Umständen (bei Registrierung der Gezeiten) empfehlenswert, die Meßempfindlichkeit um eine Zehnerpotenz zu steigern.

*VII. Meßgenauigkeit.* Bisher wurden mit den Versuchsgeräten Nr. 3 und 4 etwa 300 bis 400 Stationen im Felde vermessen, und zwar mit zwei verschiedenen Federn. Die erste Meßreihe mit über 100 Stationen ergab bei Punktabständen von etwa 1 bis 3 km einen mittleren Fehler von  $\pm 0.17$  mgl, die zweite Meßreihe mit Abständen von 8 bis 10 km und einer Tagesleistung von sechs bis sieben neuen Stationen einen mittleren Fehler von etwa  $\pm 0.2$  mgl, und die dritte Meßreihe mit etwa 200 Stationen bei einer Tagesleistung von 18 neuen Stationen mit Punktabständen von 1 bis 3 km eine Genauigkeit von über  $\pm 0.1$  mgl. Die dritte Meßreihe wurde mit der zweiten, besseren Feder ausgeführt (Fig. 8).

Es sei betont, daß sich diese Angaben auf die ersten feldfähigen Versuchsgeräte in Holzgehäusen beziehen, die in bezug auf gediegene mechanische Ausführung dem Seriengerät unterlegen sind.

Die Bestimmung der Meßgenauigkeit von Gravimetern nach den bekannten Gaußschen Formeln ist nicht ganz eindeutig, da ja der Faktor Zeit in diesen gar nicht enthalten ist, obgleich er die Genauigkeit stark beeinflußt. Ebenso ist es mit dem Skalenwert. Eine in sich gute Messung kann doch falsch sein, wenn der





daher zwischen innerer und wirklicher Meßgenauigkeit zu unterscheiden. Letztere kann nur bei Vorhandensein von Meßpunkten mit bekanntem Schwereunterschied ermittelt werden.

In der amerikanischen Literatur findet man des öfteren Schleifenschlußfehler als Genauigkeitsangaben für Schweremesser. So gibt Mott-Smith bei einer mittleren Schleifenlänge von 42 km und etwa 3 bis 5 Meßpunkten einen mittleren Schlußfehler von  $\pm 0.13$  mgl an. Wendet man diese Methode auf die nach Fig. 8

Tabelle 1

Meßschleife	Länge in km	Zahl der Meßpunkte	Anschlußfehler (mgl)
6— 40— 1— 42— 6	12	13	0.02
6— 25— 42— 6	7	7	0.10
6— 25— 66— 6	8.5	9	0.03
1— 44— 25— 1	17	13	0.14
6— 66— 56—125—108—34— 6	45.5	29	0.02
34—108—114—105— 34	31	19	0.43
13— 34—114— 98— 13	38	24	0.03
6— 14— 98— 97— 40— 6	21	19	0.02
1— 40— 97— 92— 1	20	17	0.08
25— 56— 51— 46— 25	29	21	0.02
56— 51—136— 56	36	14	0.05
51—139—157— 78— 50—51	21	11	0.01
78—148—147— 78	13.5	7	0.21
46— 50— 51—138— 76—83—46	22	13	0.01
46— 50— 77— 79— 83—46	25	15	0.05
44— 83— 87— 63— 44	21.5	13	0.07
87— 92— 1— 63— 87	16	8	0.14
143—147— 79—143	16	8	0.09
143— 79—172—150—143	23	12	0.17
87— 83—153— 87	21	10	0.10
87—163—166— 93— 87	17	7	0.11
93—168—170—166— 93	16	6	0.00
Mittelwerte:	21.7 km	13—14 Punkte	0.086 mgl

gemessenen Profile an, so erhält man bei einer mittleren Profilstrecke von 21.7 km und 14 Zwischenpunkten einen mittleren Schlußfehler von 0.086 mgl. Hierbei sei darauf hingewiesen, daß die Sperenberger Profile ohne, die von Mott-Smith aber mit Thermostaten gemessen wurden. In Tabelle 1 sind die einzelnen Profile mit den Meßschleifen aus Fig. 8 im einzelnen angeführt.

*VIII. Meßbereich.* Da man, wie bereits erwähnt, am praktischsten mit einem Ausschlag von 3 bis 5 Skalenteilen für 1 mgl am Galvanometer arbeitet, so würde bei einer 100teiligen Skala der Meßbereich nur 20 bis 30 mgl betragen. Es mußte daher eine Anordnung getroffen werden, um den Meßbereich zu verstellen. An einer oben seitlich (Fig. 4) angebrachten Meßtrommel kann der Galvanometerausschlag kompensiert werden, so daß man die Schwereänderung auch an der Mikrometertrommel ablesen kann. Da das Zählrad 160 Zähne hat und eine

Umdrehung (= 100 Skalenteile der Trommel) etwa 10 mgl entspricht, so ist der wirkliche Meßbereich etwa 1600 mgl. Ein so großer Meßbereich dürfte bei einer so hohen Ableseempfindlichkeit wohl von keinem anderen Gravimeter erreicht werden. Es ist also beispielsweise möglich, an jedem beliebigen Ort innerhalb Deutschlands zu messen, ohne daß das Gravimeter neu eingestellt zu werden braucht. Sollte jedoch in anderen Kontinenten der Schwereunterschied (etwa bei Messungen im Hochgebirge) größer sein als 1600 mgl, so läßt sich nach Abnehmen der oberen Haube des Gerätes der Meßbereich leicht neu einstellen und den Verhältnissen anpassen. Gegebenenfalls kann natürlich auch bei halber Empfindlichkeit der Meßbereich verdoppelt, also auf 3200 mgl gebracht werden usw. Dieser Bedarfsfall dürfte jedoch praktisch kaum eintreten.

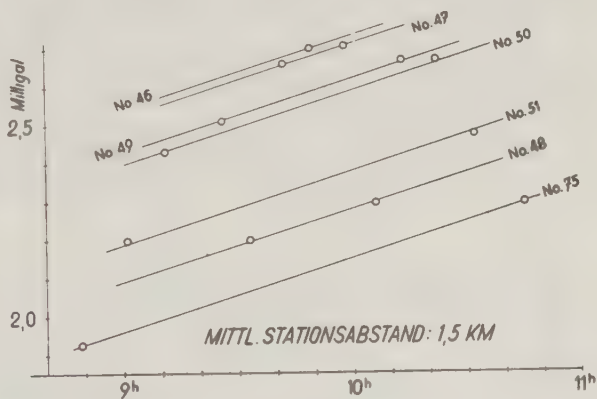


Fig. 9.

Beispiel eines Meßprofils ohne Verwendung eines Thermostaten

**IX. Thermostat.** Wie bereits erwähnt, ist zur Konstanthaltung der Temperatur ein Thermostat vorgesehen. Die Regeltemperatur des Heizkreises kann durch Auswechseln des Kontaktthermometers in mehreren Stufen eingestellt werden.

Wie die ausführlichen Messungen an den Versuchsinstrumenten Nr. 3 und 4 ergaben, ist nur bei langen Zeitabständen zwischen Hin- und Rückmessung eines Profils die Benutzung des Thermostaten notwendig. Die 178 Meßpunkte der Fig. 8 wurden sämtlich ohne Thermostaten gemessen, und zwar mitunter an Tagen, an denen über 10 bis 15° Temperaturunterschied auftraten. Fig. 9 zeigt ein Meßprofil ohne Thermostaten vom 25. Mai 1938. Man erkennt, daß der Gang etwa 0.2 mgl/Stunde betrug und die Übereinstimmung von Hin- und Rückmessung nach Abzug des Ganges innerhalb weniger Hundertstel Milligal lag.

Für den Beobachter bequemer und leichter ist das Messen mit Temperaturregler. Zwar bleibt auch in diesem Falle ein kleiner Gang in den Messungen erkennbar, aber er ist um mehr als eine Größenordnung kleiner. Gänge, die früher 2 bis 3 mgl/Stunde betrugen, gehen auf 0.1 mgl/Stunde und darunter zurück und

treten erheblich „linearer“ in Erscheinung. Die Meßprofile können jetzt über den ganzen Tag ausgedehnt werden; es genügt, wenn eine Profilstrecke mit 10 bis 20 Meßpunkten von früh bis mittags hin- und von mittags bis nachmittags rückvermessen wird. So konnte beispielsweise im Februar 1938 eine Meßstrecke mit 33 Punkten und 250 km Länge in 5 Tagen hin- und rückvermessen werden, bei einer mittleren Genauigkeit von etwa  $\pm 0.2$  mgl.

X. *Transportfestigkeit.* Das neue Gravimeter verträgt im Vergleich zu anderen eine verhältnismäßig rauhe Behandlung. Beispielsweise wurde bei den Versuchsmessungen dreimal vergessen zu arretieren. Trotzdem konnte schon wieder beim übernächsten Meßpunkt ohne Öffnung des Gerätes weitergemessen werden. Auch bei starken Stößen sind die auftretenden Sprünge erheblich kleiner wie bei anderen Geräten. Das Gravimeter hat bei den verschiedensten Meßfahrten auf sehr schlechten Wegen öfters so hart gegen die Wagenwandung geschlagen, daß starke Einbeulungen sichtbar waren. Trotzdem betrugen die bei solchen Stößen auftretenden Sprünge nie über 1 bis 2 mgl.

Bei den nunmehr in der Zeit von 6 Monaten sich erstreckenden Versuchsmessungen ist es niemals vorgekommen, daß das Gerät auf einer Meßreißer hätte geöffnet werden müssen.

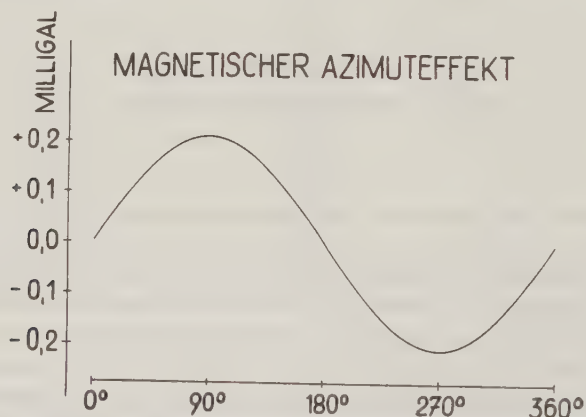


Fig. 10. Einfluß eines horizontalen Feldes (2 Gauß) auf das Versuchsgerät Nr. 3

#### XI. *Auswertung der Messungen; Azimutempfindlichkeit (magnetischer Einfluß).*

Die am Galvanometer oder an der Meßtrommel abgelesenen Meßausschläge brauchen nur mit dem jeweiligen Skalenwert multipliziert zu werden, um die Schweredifferenz in mgl zu erhalten. Eine Libellenkorrektur ist nicht erforderlich, da die Horizontierung leicht in den Grenzen gehalten werden kann, innerhalb derer der Einfluß auf die Messung verschwindend ist. Wie bereits berichtet, ist eine Berücksichtigung der Luftdruckschwankungen nicht notwendig. Dagegen ist eine *magnetische* Korrektur in Rechnung zu ziehen, die merkwürdigerweise nicht vom

vertikalen, sondern vom horizontalen Erdfeld herrührt. Untersucht man das Gravimeter vermittelt großer Helmholtz-Spulen im zehnfachen Erdfeld, so zeigt sich je nach der verwendeten Feder ein magnetischer Vertikaleffekt von etwa 0.4 bis 0.7 mgl und ein *sinusförmiger* Horizontaleffekt (Azimuteffekt) von 1 bis 4 mgl. Letzterer ist also zu beachten, wenn man 0.1 mgl Genauigkeit anstrebt; denn er ist nicht wie der Vertikaleffekt innerhalb eines Untersuchungsgebietes praktisch konstant, sondern geht schon beim kürzesten Profil in die Messung ein, wenn die Straße ihre Richtung ändert. In der ungünstigsten Stellung mißt man also 0.1 bis 0.4 mgl Differenz, wenn man die Fahrtrichtung wechselt. Glücklicherweise fällt die ganze Korrektur weg, wenn man ein Profil hin- und rückvermißt, da dann die Fahrtrichtung jeweils um  $180^\circ$  verdreht ist. Fig. 10 zeigt das Verhalten von einer der verwendeten Federn im zehnfachen horizontalen Erdfeld. Dieselbe Erscheinung und dieselbe Größenordnung des magnetischen Effektes wurde schon vorher von der Gulf Oil and Refining Company bei ihren Gravimetern festgestellt; da sich auch bei letzterem Gerät Masse und unterstes Federende völlig frei bewegen können, so ist anzunehmen, daß die Ursache auf eine Drehung des unteren Federendes unter dem Einfluß des horizontalen Erdfeldes zurückzuführen ist.

*XII. Schwereregistrierungen.* Die Registrierung der Gezeiten ist bisher nur mit zwei Gravimetern gelungen, und zwar mit den stationären Instrumenten von Tomaschek und der Gulf Oil and Refining Company. Keines von diesen Geräten eignet sich gleichzeitig auch für Geländemessungen. (Das Gravimeter für zeitliche Schwerkraftmessungen der Gulf ist nicht identisch mit dem für lokale.) Das hier beschriebene Gravimeter ist unmittelbar auch zur Messung der Gezeiteneinflüsse verwendungsfähig. Erforderlich ist ein möglichst erschütterungsfreier Ort und ein Raum mit guter Temperaturkonstanz. Das Lichtmarkengerät wird durch ein Spiegelgalvanometer mit Registriertrommel ersetzt oder bei Zwischenschaltung eines Spezialgleichstromverstärkers durch einen Tinten- oder Fallbügelschreiber. Fig. 11 zeigt Schwereregistrierungen (Gravigramme), die im März 1938 400 m unter Tage im Kaiser Wilhelm-Stollen in Clausthal aufgezeichnet wurden. Die Empfindlichkeit betrug etwa 0,7 mgl für 10 cm Papierbreite, die Eichung erfolgte durch ein künstliches Magnetfeld. Zweckmäßiger und noch genauer wird die Eichung durch Luftdruckänderungen vermittelt eines kleinen Druckkolbens ausgeführt. Bei den Aufnahmen nach Fig. 11 war der Fallbügelschreiber aus Gründen einer besseren Dämpfung über 30fach geshuntet. Die Meßempfindlichkeit hätte also ohne Erhöhung der elektrischen Verstärkung noch über 30mal größer gemacht, also auf etwa 0.02 mgl für 10 cm Ausschlag gesteigert werden können. Doch zeigen bereits die Kurven in Fig. 11, daß sowohl der zeitliche Gang der Feder wie die Bodenunruhe selbst im festen Gestein nicht so hohe Empfindlichkeiten auszunutzen gestatten. Aus der mittleren Kurve, die bei Vollmond registriert wurde, sieht man, daß die Mikroseismik eine Funktion der Gezeiten ist. Die Größe und Änderung des Ganges, die sich nach den ersten 2 Tagen (siehe Fig. 11) ein-



stellte, rührt nicht von der Feder oder der elektrischen Meßanordnung her, sondern vom Einfluß der Wetterführung im Stollen. Die Aufstellung des Gerätes unmittel-

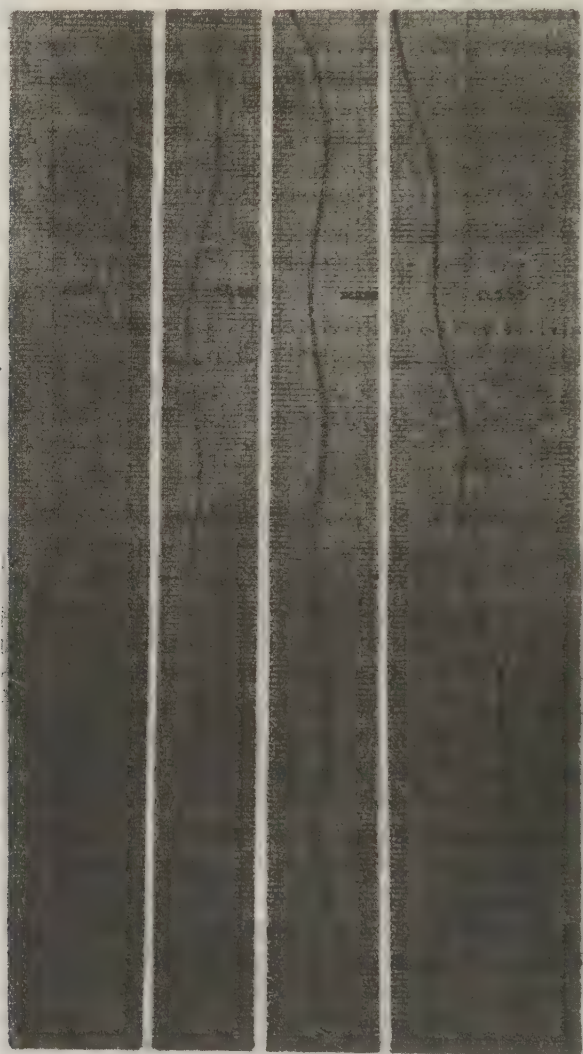


Fig. 11. Registrierung der Gezeiten im Kaiser Wilhelm-Stollen in Clausthal (400 m unter Tage); 0.7 mgl = 10 cm Meßausschlag

bar an der Hauptstrecke war insofern etwas ungünstig, als der sonst unter Tage wegfallende Temperatureinfluß durch die Wetterführung zwar schwach, aber immerhin erkennbar in Erscheinung trat.



Fig. 12. Das neue Gravimeter in Meßstellung

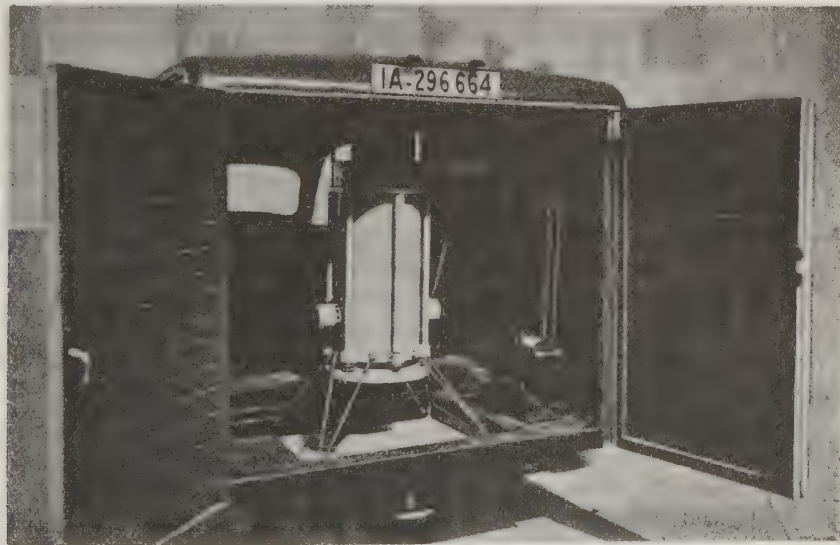


Fig. 13. Das neue Gravimeter in Transportstellung

Die Messungen bei so hoher Empfindlichkeit verfolgten noch nebenbei den Zweck zu zeigen, daß die elektrische Meßanordnung vollkommen kontinuierlich und linear arbeitet, daß also selbst mit der „Lupe“ beobachtet keinerlei Unstetigkeiten im Schwerediagramm aufzufinden sind.

*XIII. Der Fehlereinfluß der elektrischen Meßanordnung.* Wenn man bedenkt, daß die Federlänge bei Gravimetern auf den  $10^{-7}$  Teil ihrer Größe konstant sein muß, so mag man überrascht sein, daß die elektrische Meßanordnung eine so hohe Genauigkeit der Messung zuläßt. Ist es doch schon schwierig, elektrische Ströme und Spannungen auf  $10^{-3}$  genau zu messen, geschweige denn auf  $10^{-7}$ . Bei näherer Betrachtung erkennt man jedoch, daß der elektrische Teil der Meßanordnung gar nicht die Funktion eines Meß-, sondern nur eines Übertragungsorgans besitzt. Außerdem ist selbst für diese Übertragung gar nicht der gesamte Schwerewert von 981000 mgl maßgebend, da dieser ja von der Feder kompensiert wird, sondern nur der Bruchteil, der den Meßbereich umfaßt, nämlich 1600 mgl. Fehler der elektrischen Meßanordnung, also beispielsweise Absinken von Spannungen, Temperatureinflüsse der Stromquellen und der Meßinstrumente oder anderer empfindlicher Teile, treten überhaupt nicht als Fehler der Anzeige in Erscheinung, da das Meßverfahren als Nullmethode ausgebildet ist.

Aber selbst dann, wenn das Verfahren so abgestellt wird, daß man die elektrischen Größen nicht nur als Anzeige-, sondern auch als Meßwerte benutzt, können die oben erwähnten Fehlermöglichkeiten die Messung nur in stetiger Form beeinflussen. Im letzteren Falle wird man etwa zwei- bis dreimal am Tage eine Eichung des Gerätes durch das eingebaute Eichgewicht vornehmen und eine etwaige Veränderung der Empfindlichkeit entsprechend in Rechnung stellen. Eine solche Eichung dauert etwa 1 bis 2 min.

*XIV. Zusammenfassung.* Es wurde ein neues Gerät zur Messung und Registrierung von lokalen und zeitlichen Schwereänderungen beschrieben. Der mittlere Fehler beträgt etwa  $\pm 0.1$  mgl bei einmaliger Wiederholung jeder Station (Hin- und Rückmessung). Ein Durchschnitt von 20 Punkten pro Tag ist bei guten Wegeverhältnissen und bei Punktabständen bis zu 3 km ohne Schwierigkeit erreichbar. Die Neigungsempfindlichkeit ist gering, die Ableseempfindlichkeit und der Meßbereich im Vergleich zu anderen Geräten groß.

Das Instrument verträgt eine verhältnismäßig raue Behandlung und ist wind-, wetter- und tropenfest.

Die hohe Meßgenauigkeit und der große Meßbereich einerseits und die sehr genaue Bestimmbarkeit und Konstanz des Eichwertes andererseits, lassen das neue Gravimeter geeignet erscheinen, in einem noch weiteren Umfange als Ersatz für Pendelapparate herangezogen zu werden, als das bei anderen Gravimetertypen der Fall ist.

*Berlin-Friedenau, den 19. Juli 1938.*

---

## Das Verhalten noch freistehender Brückenpfeiler bei Schwingungen und deren Abhängigkeit vom Untergrund

Von O. Förtsch, Göttingen. — (Mit 6 Abbildungen)

Es wurden die noch freistehenden Pfeiler der Reichsautobahnbrücke über die Werra zu freien und erzwungenen Biegeschwingungen angeregt. Aus der Eigenperiode und den Dimensionen wurde der Elastizitätsmodul ermittelt. Desgleichen wurde er bei den erzwungenen Schwingungen aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung der Pfeilerschwingung errechnet. Daraus konnten Rückschlüsse gezogen werden auf die Gründung der Pfeiler und ihr Verhalten bei Wind und Erschütterungen. Im zweiten Teil der Arbeit wurden an geklemmten Stäben die bei den Pfeilern benutzten Methoden zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls nachgeprüft. Hierbei wurde der Einfluß der Klemmung näher untersucht.

Die Teilstrecke Göttingen—Kassel der Reichsautobahn trifft 2 km unterhalb Hedemünden auf das Werratal. Zur Überquerung desselben war der Bau einer Brücke nötig. Diese verbindet mit einer Länge von 400 m und einer Höhe von 60 m die beiden Hänge des Tales miteinander. Getragen wird sie von vier Pfeilern, die in 100 m Abstand voneinander stehen. Über die Größe und Gestalt der ersten beiden Pfeiler der Brücke gibt Fig. 1 Auskunft. Sie sind aus Hochofenzement, Kies, Basalt, Steinschlag und Sand gebaut. Außen sind sie mit einer 40 cm starken Sandsteinmauer verblendet. Zwei nebeneinanderliegende 12 m hohe Stahlkonstruktionen von 10 m Breite verbinden die Pfeiler oben miteinander. Auf jeder Konstruktion liegt eine Fahrbahn.

Vor dem Bau der Brücke wurde der Untergrund des Baugeländes gemeinsam von der Deutschen Gesellschaft für Bodenmechanik, Berlin, und vom Geophysikalischen Institut, Göttingen, untersucht. Dem Boden wurden mit einer Schwingmaschine elastische Schwingungen bis zur Frequenz 40/sec aufgeprägt. Dabei wurde die  $\alpha$ -Zahl des Bodens, d. h. die Frequenz, bei der die Amplitude der Schwingung unter der Maschine am größten ist, bestimmt und die durch die Schwingung verursachte Setzung des Untergrundes gemessen. Mit Hilfe von Seismographen

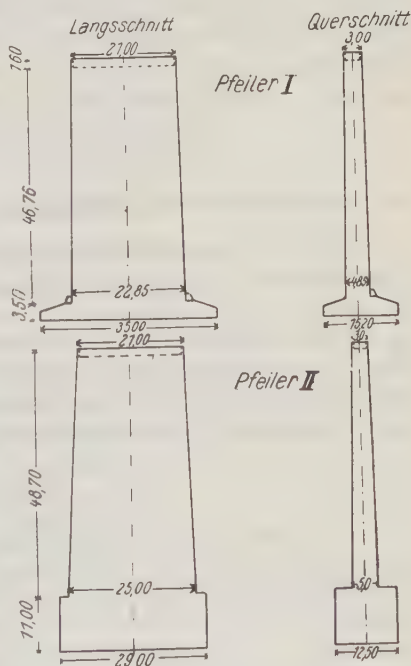


Fig. 1. Ausmaße der Pfeiler I (oben) und II (unten) der Werrabrücke



konnte man die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Phase) der elastischen Wellen von der Maschine fort beobachten. Weiterhin wurden im Boden durch Sprengungen Kompressionswellen erzeugt und deren Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt.

Geologisch gehört das Baugelände zur Buntsandsteinformation. An den Hängen tritt der Sandsteinfelsen zutage. In der Talsohle liegt er in 8 bis 9 m Tiefe. Darüber sind Schuttmassen der Werra gelagert. Es sind in der Hauptsache Lehm und Letten mit Sandstein vermischt, Sand, Ton, Kies, Geröll und Schlamm. Von den an den Hängen frei liegenden Felsen sind die obersten 2 bis 3 m verwittert und haben dadurch an Festigkeit verloren. Die Untersuchungen mit der Schwingmaschine auf verwittertem Gestein an der Stelle, wo heute der Pfeiler I steht, ergaben die  $\alpha$ -Zahl 32/sec und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der von der Maschine erregten Wellen  $v = 450$  bis  $600$  m/sec. Der unverwitterte Sandstein zwischen Pfeiler III und IV besaß dagegen die Geschwindigkeit  $v = 1100$  m/sec. Die Kompressionswelle der Sprengungen pflanzte sich in ihm mit  $1950$  m/sec fort. In einer Tiefe von  $20$  m erreichte sie die Geschwindigkeit  $v = 3500$  m/sec. Legt man für die Dichte des Buntsandsteins den Wert  $\rho = 2.38$  g/cm<sup>3</sup> zugrunde, so berechnen sich aus den Beobachtungsergebnissen die Elastizitätskonstanten:

Poissonmodul.....	$m = 3.78$
Schubmodul .....	$G = 29000$ kg/cm <sup>2</sup>
Elastizitätsmodul .....	$E = 115000$ kg/cm <sup>2</sup>

Für die zulässige Druckbelastung ergibt sich daraus für

unverwitterten Sandstein .....	$6-8$ kg/cm <sup>2</sup>
verwitterten Sandstein .....	$4.5$ kg/cm <sup>2</sup>

Die Messungen auf den abgelagerten Schuttmassen im Tale lieferten die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte für die  $\alpha$ -Zahl des Bodens und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen. Daraus wurde nach einem empirisch bestimmten Zusammenhang die zulässige Bodenbelastung ermittelt.

Tabelle 1

Bodenart	Eigen- schwingungszahl	Ausbreitungs- geschwindigkeit	Zulässige Bodenpressung
Mehlsand (Werratal) . . . .	18.5—29.3/sec	100—110 m/sec	1 kg/cm <sup>2</sup>
Kies (Pfeiler II) . . . . .		270 m/sec	4.0 kg/cm <sup>2</sup>
Kies (Pfeiler III) . . . . .		180 m/sec	2.5 kg/cm <sup>2</sup>

Tabelle 2 enthält die von der Baukommission vorausberechneten Werte für die Belastung des Bodens durch die Brücke. Daraus ersieht man, daß die Pfeiler nicht auf die obersten Schichten gegründet werden konnten. Beim Pfeiler I mußten wenigstens diese abgeräumt werden, bis man auf unverwittertes Gestein kam. Die Schuttmassen im Tale besitzen bei weitem nicht die Tragfähig-

keit, wie sie für die Brücke nötig ist. Die Fundamente der Pfeiler der Talsohle müssen mindestens 9 m tief reichen.

Tabelle 2

	Tatsächliche statische Druckbelastung	Tatsächliche Druckbelastung + zusätzliche Druckbelastung durch Wind, Verkehr usw.
Pfeiler I . . . . .	6.34 kg/cm <sup>2</sup>	8.04 kg/cm <sup>2</sup>
Pfeiler II . . . . .	5.44 kg/cm <sup>2</sup>	7.06 kg/cm <sup>2</sup>
Pfeiler III . . . . .	5.35 kg/cm <sup>2</sup>	7.16 kg/cm <sup>2</sup>

Neben der bis jetzt besprochenen vertikalen Druckbelastung von Pfeiler und Untergrund, die statisch wirkt, tritt noch eine dynamische Beanspruchung der Pfeiler in horizontaler Richtung auf. Sie wird durch Kräfte verursacht, die nach Größe und Richtung veränderlich sind und die die Pfeiler zu Schwingungen anregen. Solche treten bei Erschütterungen und periodischen elastischen Schwingungen des Untergrundes, wie Verkehrserschütterungen auf Straßen unter der Brücke, Erdbeben, Sprengungen usw. auf. Neben diesen gibt es noch Kräfte, die an den Pfeilern oben angreifen. Dies sind vor allem Winddruck und Erschütterungen der Brücke durch darüberfahrende schwere Lastwagen. Um einen Einblick über das Verhalten der Pfeiler solchen horizontal wirkenden Kräften gegenüber zu erhalten, wurden auf Pfeiler I und II zunächst Messungen gemacht, als sie noch frei für sich standen. Hierüber soll berichtet werden.

## I. Freie und erzwungene Schwingungen der Brückenpfeiler

**1. Messungen.** *a) Auf Pfeiler I.* Der Zweck dieser Messung sollte die Beobachtung der Querschwingungen des freistehenden Pfeilers bei Anregung durch bekannte Kräfte sein. Zur Aufzeichnung der Amplituden der Schwingungen dienten zwei langperiodige Horizontalseismographen. Die 10 kg schwere Masse dieser Apparate hängt an zwei dünnen Blattfedern. Durch Neigung der Grundplatte mittels der Fußschrauben läßt sich jede Eigenschwingungsdauer  $T_0 < 10$  sec einstellen. Die Dämpfung erfolgt durch eine einstellbare Luftdämpfung. Die Vergrößerung der Seismographen wurde durch Eichung auf dem Schütteltisch bestimmt. Bei der Aufstellung auf dem Pfeiler (Durchmesser der Achse, die den Registrierspiegel trägt, 6 mm, Lichtweg 1 m) war sie 800fach. Die Aufzeichnung der Schwingungen erfolgte photographisch. Der Registrierapparat stand in 1 m Entfernung vom Seismographen. Die Geschwindigkeit des Filmtransportes war 5 cm/sec. Als Zeitmaßstab wurden die Sekundenkontakte einer Uhr mitregistriert. Die Seismographen waren so aufgestellt, daß die Schwingungsebene des einen quer zur, die des anderen in Richtung der Längsseite des Pfeilers lag. Die Eigenschwingungsdauer der Apparate war dabei auf  $T_0 = 4$  sec eingestellt.

Die Anregung des Pfeilers zu Biegeschwingungen geschah durch zwei Personen. Sie bewegten sich rhythmisch im Takte der Eigenschwingungsdauer des Pfeilers hin und her. Dadurch wurde er zu Schwingungen großer Amplitude aufgeschaukelt.

Der Lichtzeiger ging weit über den Film hinweg. Als die Personen stillstanden, klang die Schwingung gedämpft aus. Ferner wurde der Pfeiler noch durch einen auslaufenden Exzenter angeregt. Als Exzenter diente ein Rad eines Fahrrades, auf dessen Felge ein Gewicht von 2.8 kg geschraubt wurde. Die Achse des Rades war starr mit dem Pfeiler verbunden. Das Rad wurde mit der Hand rasch angedreht und die Bewegung des Pfeilers beim Auslaufen aufgezeichnet. Die anfängliche Umdrehungszahl war 1.5/sec.

b) *Auf Pfeiler II.* Bei Pfeiler II wurde sowohl oben auf demselben wie an dessen Fuß gemessen. An beiden Stationen wurde je ein langperiodiger ( $T_0 = 5$  sec) und ein kurzperiodiger ( $T_0 = 0.2$  sec) Seismograph aufgestellt. Die Schwingungsebene sämtlicher Apparate lag quer zur Längsseite des Pfeilers. Sonst war der Aufbau der Stationen derselbe wie bei den Messungen auf Pfeiler I.

Durch rhythmischen Bewegungen einer Person in der Eigenschwingungsdauer des Pfeilers wurde dieser zu Querschwingungen angeregt. Während der Arbeitszeit am Tage lief auf dem Baugelände eine Maschine mit der Umdrehungsgeschwindigkeit von vier Umläufen pro Sekunde. Sie erzeugte im Boden sinusförmige elastische Wellen. An beiden Beobachtungsstationen wurde die Schwingung von 4/sec aufgezeichnet. Auf dem Pfeiler war die Amplitude etwa doppelt so groß wie an dessen Fuß. Man kann jedoch nicht sagen, daß der Pfeiler eine Bodenschwingung von 4/sec oben mit der Vergrößerung 2 mitmacht. Die Bodenstation stand nicht wie der Pfeiler auf Fels, sondern auf angeschüttetem Boden. Durch die Maschinenschwingung wurde die Eigenperiode des Pfeilers angeregt. In der Aufzeichnung des langperiodigen Seismographen war sie der ersteren überlagert.

**2. Auswertung der Messungen.** a) *Pfeiler I.* α) Elastizitätsmodul aus der Eigenfrequenz. Aus der Registrierung beim Aufschaukeln des Pfeilers durch zwei Personen und Ausschwingen desselben ergibt sich dessen Eigenfrequenz als Mittel aus vielen Werten zu  $\nu_0 = 1.03 \text{ sec}^{-1} \pm 0.02 \text{ sec}^{-1}$ . Der mittlere Fehler dieses Wertes liegt innerhalb der Auswertgenauigkeit des Films. Bei Anregung des Pfeilers mittels des auslaufenden Exzenters ist die Frequenz im Resonanzfalle zu  $\nu_0 = 1.01 \text{ sec}^{-1}$  gemessen. Als Eigenfrequenz des Pfeilers I ist somit

$$\nu_0 = 1.02 \text{ sec}^{-1} \pm 0.02$$

anzunehmen.

Beim Ausschwingen des Pfeilers sank die Maximalamplitude pro Schwingung im Mittel auf den 1.085. Teil ab. Daraus berechnet sich die Dämpfung (Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Maximalamplituden nach verschiedenen Seiten) zu  $\varepsilon = 1.042 : 1$ .

Die Pfeiler sind im Fundament fest mit der Unterlage verbunden. Man kann sie als einseitig eingeklemmte Stäbe ansehen. Die Grundfrequenz der Querschwingung eines solchen Stabes von gleichbleibendem Querschnitt ist [1]

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\beta_0^3}{l^3} \cdot \sqrt{\frac{EJ}{\rho F}}.$$

Dabei ist  $\beta_0 = 1.875$ ,  $l$  = Länge des Stabes,  $E$  = Elastizitätsmodul,  $\varrho$  = Dichte des Stabmaterials,  $F$  = Querschnitt und  $J$  = äquatoriales Trägheitsmoment des Stabes.  $J$  ist definiert durch

$$J = \iint_F r^2 d\mathcal{A}.$$

$r$  bedeutet hierbei den senkrechten Abstand eines Flächenelements des Stabquerschnittes von der Achse, die durch den Schwerpunkt des Querschnittes geht und senkrecht zur Schwingungsebene des Pfeilers liegt. Für den rechteckigen Querschnitt ist, wenn  $a$  = Dicke und  $b$  = Breite des Stabes ist,

$$J = \int_0^b 2 \int_0^{a/2} r^2 dr db = 2b \frac{(a/2)^3}{3} = \frac{a^3 b}{12}.$$

Es ist demnach:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\beta_0^3}{l^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\varrho} \cdot \frac{a^3 b}{12 \cdot a b}},$$

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{a}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{\beta_0^3}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\varrho}}.$$

Der Ableitung dieser Formel liegt die einfache Balkentheorie zugrunde. Unberücksichtigt blieben dabei die Schubkraft und das Rotationsträgheitsmoment, die bei der Biegung auftreten. Die Größe des Einflusses dieser beiden auf die Schwingungsdauer hat Timoshenko [2] berechnet. In seiner Bezeichnungsweise ist die Eigenkreisfrequenz eines Stabes

$$p = 2\pi\nu_0 = \frac{\alpha^2 \beta_0^2}{l^2}.$$

Bei Berücksichtigung von Schubkraft und Rotationsträgheitsmoment geht die Formel über in

$$p = \frac{\alpha^2 \beta_0^2}{l^2} \left[ 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\beta_0^2 r^2}{l^2} \left( 1 + \frac{E}{k'G} \right) \right]$$

$G$  = Torsionsmodul,  $r^2 = \frac{J}{F}$ ,  $k'$  ist eine von der Form des Querschnittes abhängige Konstante. Für den rechteckigen Querschnitt ist  $k' = 2/3$  und  $r^2 = \frac{a^2}{12}$ . Nimmt man an, daß  $E = 8/3 G$ , so ist

$$\frac{E}{k'G} = 4.$$

Die Korrektur der Schubkraft ist viermal so groß wie die des Rotationsträgheitsmoments.

Ist die Länge des Stabes  $l$  zehnmal so groß wie seine Dicke  $a$ , so ist

$$\frac{1}{2} \frac{\beta_0^2 r^2}{l^2} = \frac{1}{2} \frac{\beta_0^2}{12} \frac{1}{100} = 1.46 \cdot 10^{-3}.$$



Das Korrektionsglied ist also  $5 \cdot 0.00146 = 0.0073$  oder  $0.73\%$ . Es ist kleiner als die Meßgenauigkeit und braucht nicht berücksichtigt zu werden.

Wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, verjüngen sich die Pfeiler von unten nach oben. Dadurch wird die Eigenfrequenz gegenüber einem unverjüngten Stab vergrößert. Durch die fehlende Masse am freien Ende wird das Trägheitsmoment verkleinert. Die Eigenfrequenz eines verjüngten Stabes berechnet sich aus der eines Stabes von demjenigen gleichbleibenden Querschnitt, der den Einspannbedingungen unterliegt, durch Multiplikation mit einem Faktor, in welchem die Verjüngung zum Ausdruck kommt. In der obigen Formel für  $\nu_0$  ändert sich beim verjüngten Stabe der Querschnitt und das äquatoriale Trägheitsmoment. Die Eigenfrequenz hängt von deren Abnahme von unten nach oben ab. Die Größe der Abnahme des Querschnitts wird dargestellt durch [1]

$$\xi = \frac{F_a - F_e}{F_a}$$

und die Abnahme des Trägheitsmomentes durch

$$\eta = \frac{J_a - J_e}{J_a}$$

und

$$\eta' = \frac{1}{J_a} \left( \frac{J_a + J_e}{2} - J_{\text{Mitte}} \right),$$

wobei sich der Index  $a$  auf die eingespannte Grundfläche und der Index  $e$  auf die freie Deckfläche des Pfeilers bezieht. Der Faktor, mit dem die für den Stab mit gleichbleibendem Querschnitt berechnete Eigenfrequenz multipliziert werden muß, ist

$$V = \sqrt{\frac{1 - \eta\sigma - \eta'\sigma'}{1 - \xi\tau}}.$$

$\sigma$ ,  $\sigma'$  und  $\tau$  sind Konstante. Ihr Wert ist:

$$\sigma = 0.198, \quad \sigma' = 0.498, \quad \tau = 0.807.$$

Die Formel für die Eigenfrequenz unserer Pfeiler lautet also

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{a}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{\beta_0^2}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot V.$$

Darin sind alle Größen bekannt bis auf den Elastizitätsmodul  $E$  und die Dichte  $\rho$ . Da die Pfeiler vorwiegend aus Buntsandstein gebaut sind und die Dichte der anderen beigemischten Materialien nicht sehr von der des Sandsteins abweicht, kann man für  $\rho$  ohne Bedenken den Wert von Buntsandstein benutzen. Wie bereits erwähnt, ist dieser  $\rho = 2.38 \text{ g/cm}^3$ . Aus der obigen Beziehung läßt sich nun mit Hilfe der gemessenen Eigenfrequenz der Elastizitätsmodul der Pfeiler berechnen.

$$E = \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot l^4 \cdot \rho \cdot \nu_0^2}{a^2 \cdot \beta_0^2 \cdot V^2}.$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte für den Pfeiler I erhält man

$$E = 1.52 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2.$$

β) Elastizitätsmodul aus der Dämpfung. Bevor ich zur eigentlichen Berechnung des Elastizitätsmoduls des Pfeilers aus der Dämpfung komme, muß ich zunächst die Gleichung der elastischen Linie desselben ableiten. Das Koordinatensystem sei so gelegt, daß der Ursprung mit dem Mittelpunkt des eingespannten Querschnittes übereinstimmt. Die  $z$ -Achse zeige nach oben, die  $x$ -Achse liege parallel zur Schmal-, die  $y$ -Achse parallel zur Breitseite des Pfeilers. Nach dem Bernouillischen Theorem [3] lautet die Differentialgleichung für die elastische Linie:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = - \frac{M}{EJ},$$

$M$  = Biegemoment,  $E$  = Elastizitätsmodul und  $J$  = äquatoriales Trägheitsmoment. Die am freien Ende des Pfeilers angreifende Kraft  $P$  ruft ein Moment

$$M = -P(l - z)$$

hervor. Demnach ist

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{P(l - z)}{EJ}.$$

Infolge der Verjüngung ist  $J$  nicht konstant, sondern eine Funktion von  $z$ . Es ist für den rechteckigen Querschnitt mit den Seiten  $a$  und  $b$ , wenn die Schwingungsebene parallel zur Schmalseite  $a$  liegt,

$$J = (a^3 b) : 12.$$

Bezieht sich der Index  $a$  auf den eingespannten Querschnitt, so läßt sich schreiben:

$$\begin{aligned} a &= a_a (1 - hz/l) \\ b &= b_a (1 - kz/l) \end{aligned} \quad | \quad h, k = \text{Konstanten.}$$

Für  $J$  ergibt sich damit die Beziehung

$$J = J_a (1 - hz/l)^3 (1 - kz/l).$$

Die Differentialgleichung für die elastische Linie lautet nun:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{P}{EJ_a} \cdot \frac{l - z}{(1 - hz/l)^3 \cdot (1 - kz/l)}.$$

Durch Integration ergibt sich hieraus die folgende Gleichung für die elastische Linie:

$$\begin{aligned} x &= \frac{P l^3}{E J_a h^3} \left[ - \frac{(1 - h) \cdot (hz/l)^2}{2(h - k)(1 - hz/l)} \right. \\ &\quad - \frac{h(1 - k)}{(h - k)^2} (\ln(1 - hz/l) + hz/l) - \frac{hk(1 - k)}{(h - k)^3} ((1 - hz/l) \ln(1 - hz/l) \\ &\quad \left. + hz/l) + \frac{h^2(1 - k)}{(h - k)^3} ((1 - kz/l) \ln(1 - kz/l) + kz/l) \right]. \end{aligned}$$

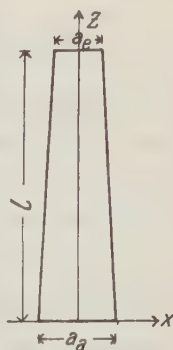


Fig. 2.  
Lage des Koordinatensystems im Pfeiler

Bei der Integration ist zu beachten, daß für  $z = 0$  sowohl  $dx/dz = 0$  wie  $x = 0$  sein muß. Daraus ergeben sich die beiden Integrationskonstanten.

Die Größen  $h$  und  $k$  berechnen sich, wenn sich der Index  $e$  auf den freien Querschnitt des Pfeilers ( $z = l$ ) bezieht, aus den Gleichungen:

$$\begin{aligned} a_e &= a_a (1 - h), \\ b_e &= b_a (1 - k) \end{aligned}$$

zu

$$\begin{aligned} h &= \frac{a_a - a_e}{a_a}, \\ k &= \frac{b_a - b_e}{b_a}. \end{aligned}$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte aus der Fig. 1 ergibt sich

$$h = 0.382 \quad \text{und} \quad k = 0.081.$$

Die Gleichung für die Durchbiegung des freien Endes des Pfeilers I lautet nach Einführung der numerischen Werte von  $h$  und  $k$

$$f = \frac{P l^3}{3 E J_a} \cdot 1.78.$$

Ungefähr die gleiche Abbiegung würde durch die gleiche Kraft bei einem Stabe aus dem Material des Pfeilers auftreten, der den konstant bleibenden Querschnitt der Pfeilermite besäße. Es ist nämlich

$$J_a/J_{\text{Mitte}} = 1.85.$$

In Fig. 5 ist der Verlauf der Amplitude und in Fig. 8 der Verlauf der Maximalamplitude bei einem Auslauf des Exzenters dargestellt. Der Versuch wurde mehrfach wiederholt. Die Maximalamplitude auf dem Film stieg auf 8 mm an. Der Fehler dieses Wertes ist  $\pm 0.1$  mm. 8.0 mm Ausschlag auf dem Film entsprechen einer Abbiegung des Pfeilers um  $10 \mu$ . Würde das Rad ständig mit der Eigenfrequenz des Pfeilers umlaufen, so bliebe die Maximalamplitude immer konstant. Die Energie, die durch die Eigendämpfung des Pfeilers bei der Schwingung verzehrt wird, wird ständig durch das Rad nachgeliefert. Würde dieses in der Resonanz plötzlich angehalten, so würde die Pfeilerschwingung gedämpft ausklingen. Die Abnahme der Maximalamplitude nach der ersten Periode beträgt, wenn der Resonanzausschlag mit  $h$  bezeichnet wird

$$f = h (1 - 1 : e^2).$$

Für den Pfeiler I ist diese Abnahme

$$f = 10 (1 - 1 : 1.085) = 0.81 \mu.$$

Der Exzenter muß also den Pfeiler in der Resonanz pro Schwingung um den Betrag  $f$  abbiegen, damit die Maximalamplitude konstant bleibt.

Die Kraft, die nötig ist, um den als einen einseitig eingeklemmten Stab behandelten Pfeiler um den Betrag  $f$  abzubiegen, ist

$$P = \frac{3 f E J_a}{1.78 \cdot l^3},$$

$$P = \frac{f E a_a^3 b_a}{1.78 \cdot 4 l^3}.$$

Die Fliehkraft des Exzenters in der Resonanz des Pfeilers ist

$$Z = \omega_0^2 r m_e$$

und ebenso groß der Maximalwert ihrer wirksamen Komponente senkrecht zur Längsrichtung des Pfeilers.  $m_e$  bedeutet die exzentrische Masse,  $r$  ihr Abstand von der Drehachse.

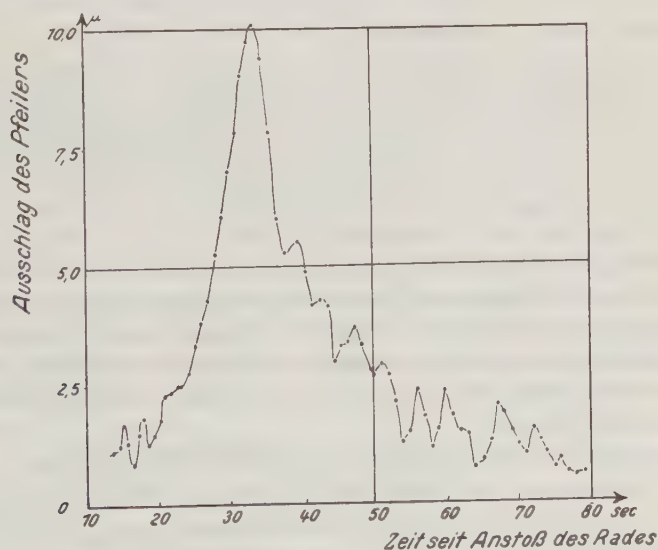
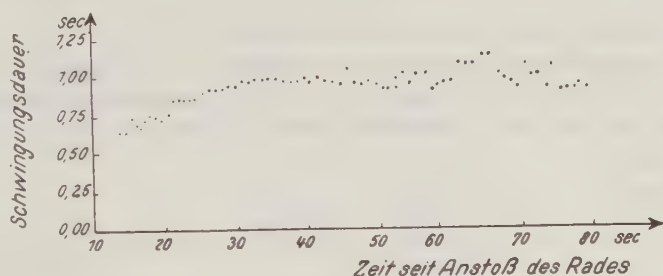


Fig. 3. Zeitlicher Verlauf der Schwingungsdauer und der Amplitude des Pfeilers I beim Auslauf des Exzenters. Als Abszisse ist die Zeit aufgetragen, die seit dem Anstoß des Exzenters verfloßen ist



Genauere Untersuchungen über erzwungene Schwingungen bei Stäben und über die bestehenden Wechselwirkungen der auftretenden Kräfte sind noch nicht angestellt worden. Versuchsweise habe ich die Kraft  $P$ , die nötig ist, um den Pfeiler um den Betrag  $f$  abzubiegen, gleich der Fliehkraft des Exzentrers  $Z$  gesetzt. Es ergibt sich daraus:

$$\omega_0^2 r m_e = \frac{E a_a^3 b_a f}{1.78 \cdot 4 \cdot l^3}.$$

Da in dieser Gleichung alle Größen bekannt sind bis auf den Elastizitätsmodul  $E$ , läßt er sich daraus bestimmen.

$$E = \frac{1.78 \cdot 4 \cdot \omega_0^2 r m_e \cdot l^3}{a_a^3 b_a f}.$$

$$E = \frac{1.78 \cdot 4 \cdot \pi^2 \nu_0^2 r m_e l^3 \varepsilon^2}{a_a^3 b_a h (\varepsilon^2 - 1)} \dots \dots \dots (A)$$

Die Gültigkeit dieser Gleichung wird bestätigt durch die Ergebnisse, die sich aus ihr errechnen. Sowohl bei Pfeiler I wie bei den Laboratoriumsversuchen, die im zweiten Teil der Arbeit besprochen werden, lieferte sie richtige Werte des Elastizitätsmoduls.

Die Formel

$$\omega^2 r m_e = \frac{E a_a^3 b_a f}{1.78 \cdot 4 \cdot l^3}$$

zur Berechnung des Elastizitätsmoduls aus der Dämpfung und dem Resonanzausschlag entspringt der Gleichsetzung zweier Kräfte ohne strengen Beweis für die Zulässigkeit dieser Gleichsetzung.

Ich versuchte auf verschiedenen Wegen zu einer strengen physikalischen Ableitung der Formel zu gelangen. Dabei benutzte ich die allgemein bekannten Gedankengänge. In allen Fällen ergab sich jedoch ein Endresultat, das sich von der Gleichung (A) auf S. 182 um einen Faktor  $\pi$  auf der rechten Seite unterschied.

$$E = \frac{1.78 \cdot 4 \cdot \pi^2 \cdot \nu_0^2 r m_e l^3 \varepsilon^2}{a_a^3 b_a h (\varepsilon^2 - 1)} \cdot \pi \dots \dots \dots (B)$$

Dieses Ergebnis erhielt ich einmal durch Berechnung der Arbeit, die die Komponente der Zentrifugalkraft in Richtung der Schwingungsebene des Pfeilers an diesem bei einer Schwingung im Falle der Resonanz leistet. Ferner berechnete ich den Energiebetrag, um den die gesamte Schwingungsenergie des Pfeilers pro Periode durch die Dämpfung abnimmt. Die Gleichsetzung der beiden Ausdrücke lieferte die obige Formel.

Eine andere Methode der Ableitung der Formel war folgende:

Läuft der Exzenter mit der Eigenfrequenz  $\nu_0$  des Pfeilers um, so schaukelt er diesen zu Schwingungen bis zum Resonanzausschlag  $h_{\max}$  auf. Dividiert man  $h_{\max}$  durch die Resonanzüberhöhung, die man aus dem gemessenen Dämpfungsverhältnis berechnen kann ( $\mathfrak{B} = \frac{\pi}{\ln \varepsilon^2}$ ), so erhält man den statischen Aus-

schlag  $h_{s_1}$ , d. h. die Abbiegung des Pfeilerendes, die eine horizontal gerichtete an diesem angreifende statische Kraft  $P$  hervorruft, welche gleich ist dem Maximalwert der Komponente  $Z$  der Exzenterkraft in Richtung der Schwingungsebene des Pfeilers bei der Umlauffrequenz  $\nu_0$ . Diese Berechnung des Elastizitätsmoduls aus der Exzenterkraft und dem so berechneten statischen Ausschlag führt zur Formel (B) auf S. 182.

Diese theoretischen Formeln definieren also die Resonanzüberhöhung

$$\mathfrak{B} = \frac{\pi}{\ln \varepsilon^2} = \frac{h_{\max}}{h_{s_1}}.$$

$$h_{s_1} = h_{\max} \frac{\ln \varepsilon^2}{\pi} \sim h_{\max} \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2 + 1} \sim h_{\max} \frac{\varepsilon^2 - 1}{\pi}, \text{ da } \frac{2}{\varepsilon^2 + 1} \sim 1.$$

Unsere Gebrauchsformel (A) setzt ebenfalls  $Z = P$ , aber  $h_{s_2} = \Delta h_{\max}$ , worin  $\Delta h_{\max}$  die Abnahme der Resonanzamplitude infolge der Dämpfung während der ersten Periode ist, wenn der Exzenter plötzlich fortgenommen würde und  $h_{s_2}$  den statischen Ausschlag für  $P = Z$  bedeutet.

$$\Delta h_{\max} = h_{\max} \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} \sim h_{\max} (\varepsilon^2 - 1),$$

$$h_{s_2} = \Delta h_{\max} = h_{\max} (\varepsilon^2 - 1).$$

Die so errechneten Werte von  $h_{s_1}$  und  $h_{s_2}$  unterscheiden sich also um den oben erwähnten Faktor  $\pi$ .

$$\frac{h_{s_1}}{h_{s_2}} = \frac{h_{\max} \frac{\varepsilon^2 - 1}{\pi}}{h_{\max} (\varepsilon^2 - 1)} = \frac{1}{\pi}.$$

Durch statische Belastung mit  $P = Z$  wurde nun an einseitig geklemmten Stäben  $h_s$  bestimmt. Es entspricht dem  $h_{s_2}$  und nicht dem  $h_{s_1}$ . Der gemessene Wert ist rund dreimal größer als der berechnete  $h_{s_1}$ .

Die Experimente bestätigten also nicht die theoretische Gleichung (B), sondern (A) von S. 182. Ich wandte diese außer bei der Messung auf Pfeiler I auch, wie schon erwähnt, bei Untersuchungen an einseitig eingeklemmten Stäben im Laboratorium an. Dabei variierte ich die Versuchsbedingungen auf die mannigfaltigsten Arten. Die Versuche sind im zweiten Teil der Arbeit beschrieben. Ohne Ausnahme lieferte die Benutzung der Formel (A) von S. 182 richtige Werte. Zur Aufklärung der Diskrepanz zwischen der theoretisch abgeleiteten Beziehung und der experimentell gefundenen bedarf es noch weiterer theoretischer Überlegungen und Versuche.

Setzt man die Zahlenwerte für den Pfeiler I in die Gleichung (A) von S. 182 ein, so ergibt sich für den Elastizitätsmodul

$$E = 1.49 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2.$$

Dieser Wert stimmt mit dem aus der Eigenperiode berechneten ( $1.52 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$ ) gut überein. Er liegt in den Grenzen, die sonst für Buntsandstein angegeben werden.

Bei Anregung des Pfeilers durch zwei Personen zeigte sich, daß er auch in Richtung seiner Längsseite in Schwingung gerät. Er wurde nicht in der Mitte, sondern seitlich angeregt. Die Amplitude der Schwingung in Richtung der Längsseite war etwa zehnmal kleiner als die quer zu dieser. Sie hinkte bei gleicher Schwingungsdauer um 0.07 sec hinter dieser her. Eine Verfälschung der Eigenperiode des Pfeilers tritt dabei nicht ein.

b) *Pfeiler II.* Wie schon erwähnt, wurde bei diesem Pfeiler die Eigenperiode von unten durch die Maschinenschwingung angeregt. Sie erreichte oben Maximalamplituden von 5  $\mu$ . Die Frequenzen der einzelnen Schwingungen streuen in weiten Grenzen. Durch die überlagerte Schwingung wird die Genauigkeit der Bestimmung der Eigenfrequenz herabgedrückt. Auch kann der Pfeiler durch die dauernde Anregung nicht ungestört schwingen. Mittelwerte aus zehn Schwingungen jedoch lieferten stets den gleichen Wert. Die Grundfrequenz des Pfeilers II wurde zu  $\nu_0 = 0.83 \text{ sec}^{-1}$  gemessen. Der mittlere Fehler ist  $\pm 0.02 \text{ sec}^{-1}$ .

Aus der Eigenfrequenz und den Dimensionen des Pfeilers II (Fig. 1) berechnet sich nach der bei Pfeiler I abgeleiteten Formel

$$E = \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot l^4 \cdot \rho \cdot \nu_0^2}{a^3 \cdot \beta_0^4 \cdot V^2}$$

sein Elastizitätsmodul

$$E = 0.98 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2.$$

Dieser Wert weicht von dem, der für Pfeiler I ermittelt wurde, beträchtlich ab. Das rührt einmal daher, daß bei der Anregung von unten die Eigenfrequenz sich etwas kleiner ergibt als bei der Anregung von oben. Hier sei auf den Laboratoriumsversuch auf S. 186 verwiesen. Pfeiler II hat im Gegensatz zu Pfeiler I ein hohes Fundament, das nur von lockeren Schuttmassen umgeben ist. Es wird daher sicherlich nicht nur der Pfeiler für sich schwingen, sondern mit dem Fundament zusammen. Er ist demnach als nicht ideal eingespannt zu betrachten. Zahlenmäßig kann man, wie später eingehend erörtert wird, die elastische Einspannung durch die Größe  $\Delta l$  ausdrücken, um die der Stab länger sein müßte, damit er bei idealer Einspannung dieselbe Eigenfrequenz hätte. Um für Pfeiler II denselben Wert für den Elastizitätsmodul zu erhalten wie für Pfeiler I, muß  $\Delta l = 5 \text{ m}$  sein. Diese Zahl ist gar nicht unwahrscheinlich.

Die beiden Elastizitätsmodule brauchen aber keineswegs gleich zu sein. Das Material, aus dem die Pfeiler gebaut sind, ist bei beiden verschieden. Da bei der Biegung hauptsächlich die äußeren Teile, also die Verblendung, beansprucht werden, sind die erhaltenen Elastizitätskonstanten wohl die des Sandsteins. Für verschiedene Sandsteine variieren diese aber zwischen ziemlich großen Grenzen. Reich[4] gibt folgende Werte an:

Grünsandstein .....	$E = 0.80 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$
Keupersandstein .....	$E = 0.95 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$
Buntsandstein .....	$E = 1.02\text{--}1.67 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$

Zum Bau der Pfeiler wurden Sandsteine aus verschiedenen Gegenden benutzt. Ferner wird auch das Füllmaterial nicht die gleiche Zusammensetzung und Festigkeit haben. Ein Teil des Unterschiedes der Elastizitätsmodule kann dadurch erklärt werden. Nach Tabelle 2 ist die Druckbelastung des Pfeilers I größer als die des Pfeilers II. Pfeiler I wird daher von vornherein schon fester gebaut worden sein. Darauf deuten auch die verschiedenen Dämpfungswerte hin. Für Pfeiler I ist  $\varepsilon = 1.04 : 1$ , für Pfeiler II ist  $\varepsilon = 1.06 : 1$ . Später zu beschreibende Laboratoriumsversuche zeigten, daß die Dämpfung von Stäben gleichen Materials bei gleicher Einspannung immer denselben Wert hat.

**3. Verhalten der Pfeiler bei Wind und Erschütterungen.** Nach Hütte I [1] ist die

Druckfestigkeit von Sandstein .....	$\sigma_{zul} = 150-3200 \text{ kg/cm}^2$
Biegefestigkeit von Steinen .....	$\sigma'_{zul} = 1/6 \sigma_{zul}$
Biegefestigkeit von Beton .....	$\sigma'_{zul} = 1/6-1/4 \sigma_{zul}$

Um überschlagsmäßig die Größenordnung der Bruchfestigkeit der Pfeiler zu bekommen, wähle ich aus dem angegebenen Bereich einen Mittelwert aus. Er sei  $\sigma_{zul} = 360 \text{ kg/cm}^2$ . Die Biegefestigkeit ist dann  $\sigma'_{zul} = 60 \text{ kg/cm}^2 = 0.6 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2$ . Die höchst zulässige Abbiegung eines einseitig eingespannten Stabes durch eine an seinem freien Ende angreifende Kraft ist

$$f_1 = \frac{2 \cdot \sigma'_{zul} \cdot l^2}{3 \cdot E \cdot a}.$$

Bei gleichmäßig über den Stab verteilter Kraft ist

$$f_2 = \frac{\sigma'_{zul} \cdot l^2}{2 \cdot E \cdot a}.$$

$l$  = Pfeilerhöhe,  $a$  = Pfeilerdicke,  $E$  = mittlerer Elastizitätsmodul der Pfeiler. Durch Einsetzen der Zahlenwerte für die Pfeiler erhält man bzw.

$$f_1 = \frac{2 \cdot \sigma'_{zul} \cdot l^2}{3 \cdot E \cdot a} = 14.8 \text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{\sigma'_{zul} \cdot l^2}{2 \cdot E \cdot a} = 11.1 \text{ cm}.$$

Im ersten Falle ist die zur Abbiegung um den Betrag  $f$  nötige Kraft

$$P_{zul} = \frac{f_1 E a^3 b}{4 l^3} = 750 \text{ t}.$$

Im zweiten Falle ist sie

$$P_{zul} = \frac{2 f_2 E a^3 b}{3 l^3} = 1500 \text{ t}.$$

Eine horizontal gerichtete, am freien Ende des Pfeilers angreifende Kraft von 750 t könnte für ihn schon schädlich sein. Als solche kommt in erster Linie



ein seitlicher Schub der Fahrbahn in Frage. Er darf sicher nicht bis zur Hälfte des Vertikaldruckes der Stahlkonstruktionen anwachsen.

Eine am ganzen Pfeiler angreifende Kraft stellt der Winddruck dar. Zunächst nehme ich an, die Windrichtung sei senkrecht zur Breitseite des Pfeilers. Der Staudruck pro  $\text{cm}^2$  ist

$$p = 1/2 \rho v^2.$$

Gefährlich wird ein Gesamtdruck von  $P_{\text{zul}} = 1500 \text{ t}$ . Dem entspricht ein Druck auf die Flächeneinheit des Pfeilers

$$p_{\text{zul}} = P_{\text{zul}} : l \cdot b = 1.45 \cdot 10^5 \text{ dyn/cm}^2.$$

Zur Erzeugung eines solchen Staudruckes ist die Windgeschwindigkeit

$$v_{\text{zul}} = \sqrt{\frac{2 \cdot p_{\text{zul}}}{\rho}} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ cm/sec} = 150 \text{ m/sec}$$

erforderlich. Berücksichtigt man auch den Sog, der meist größer ist als der Stau, so erhält man, wenn man ihn etwa doppelt so groß annimmt als den Stau,

$$v_{\text{zul}} \cong 100 \text{ m/sec.}$$

Die maximal vorkommenden Windstärken betragen 40 bis 50 m/sec. Solange also der Wind nur statisch auf die Pfeiler wirkt, ist keine Gefahr vorhanden.

Der Wind strömt aber nicht laminar. Im Gegenteil, er ist meist sogar sehr böig. Verfeinerte Windregistrierungen im Geophysikalischen Institut Göttingen haben gezeigt, daß die Windstärke bevorzugt mit Perioden um 1 sec schwankt. Dadurch können die Pfeiler leicht zu großen Amplituden aufgeschaukelt werden. Bis zu einer Aufschaukelung zu gefährlichen Amplituden kommt es jedoch nicht. Eine periodische Kraft braucht bei einer Dämpfung  $\varepsilon = 1.04$  bis 1.06 15 bis 30 Perioden dazu. Solange bläst der Wind nicht mit konstanter Schwankung. Zur Aufschaukelung bis zur gefährlichen Durchbiegung ist eine periodische Kraft von etwa 100 t oder  $10^{11}$  dyn nötig. Die Windstärke müßte periodisch 20 bis 30 sec lang, um 20 bis 30 m/sec schwanken. Eine solche Windstruktur kommt in der Natur nicht vor. Es ist auch zu bedenken, daß die Pfeiler im Tale geschützt stehen und parallel zu diesem gebaut sind. Der Winddruck allein vermag den Pfeilern nicht gefährlich zu werden. Ihm kann jedoch, wenn sie bereits durch andere Kräfte beansprucht sind, als auslösende Ursache einer Katastrophe eine große Bedeutung zukommen.

Bevor ich auf das Verhalten der Pfeiler bei Erschütterungen des Untergrundes eingehe, möchte ich ein Experiment im Laboratorium beschreiben. Ein Stab aus Eschenholz wurde einseitig geklemmt und auf einen Schütteltisch geschraubt. Ein an- und auslaufendes Exzenterrädchen bewegte die Platte des Schütteltisches sinusförmig hin und her. Dabei durchlief es alle Frequenzen zwischen 5 und 20/sec. Die Bewegungen des Tisches und die des Stabendes wurden optisch aufgezeichnet. Die Amplitude des Schütteltisches blieb für alle Frequenzen konstant. Fig. 4 zeigt den Verlauf der Maximalamplitude des Stabendes in Abhängigkeit von der Frequenz. Als Ordinate ist das Verhältnis der Bewegung des freien Endes

zur Bewegung der Platte aufgetragen. In der Resonanz ist die Vergrößerung 82fach. Die Dämpfung des Holzstabes ist  $\varepsilon = 1.0225$ . Diesem Wert entspricht bei einem schwingungsfähigen Gebilde eine theoretische Resonanzüberhöhung von 71.5. In Anbetracht der Tatsache, daß bei so geringen Dämpfungen die Vergrößerung in der Resonanz sich sehr stark ändert, stimmen die Werte gut überein.

Der Versuch ergab eine Änderung der Eigenperiode bei Anregung von unten und bei Anregung von oben. Als die Schüttelplatte arretiert war, und der Stab oben angezupft wurde, war seine Eigenfrequenz  $\nu_0 = 12.2/\text{sec}$ . Die Resonanzkurve hat dagegen ihr Maximum bei 11.6/sec. Dieselbe Frequenz hatte der Stab, als die Platte durch Auftreten auf den Boden erschüttert wurde.

Die gleichen Verhältnisse haben wir bei den Pfeilern der Werrabrücke. Der Untergrund führt bei Erdbeben, Sprengungen, Verkehrserschütterungen usw. periodische Bewegungen aus. Wie die Messungen auf Pfeiler II zeigten, machte auch das freie Ende die Bodenbewegungen vergrößert mit. Ebenso wurden die Erschütterungen einer Ramme unten und oben aufgezeichnet. Die Resonanzkurve der Pfeiler sieht ähnlich aus wie die des Holzstabes. Der Dämpfung des Pfeilers I,  $\varepsilon = 1.042$ , entspricht eine Resonanzvergrößerung von 37. Bei Pfeiler II ist die Dämpfung  $\varepsilon = 1.06$  und die Resonanzüberhöhung 28. Gefährlich für die Pfeiler ist eine Bodenschwingung von der Periode 1 sec. Sie muß dann allerdings schon eine Maximalamplitude von etwa 5 mm erreichen. Solche riesigen Schwingungen von 1 sec kommen aber außer bei großen Nahbeben nicht vor.

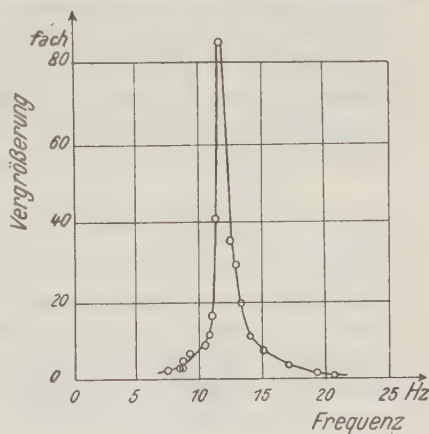


Fig. 4. Resonanzkurve des Eschenholzstabes bei Anregung von unten. Als Ordinate ist das Verhältnis der Amplitude des freien zur Amplitude des geklemmten Stabendes aufgetragen

## II. Bestimmung des Elastizitätsmoduls an Stäben zur Prüfung der bei den Pfeilern verwandten Methoden

Eine Bestätigung, daß man die Pfeiler als einseitig eingeklemmte Stäbe behandeln kann, und daß die benutzten Methoden zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls die richtigen Werte liefern, ist bereits durch die Übereinstimmung der aus ihnen gewonnenen Ergebnisse für den Pfeiler I gegeben. Weiterhin wurden an einseitig eingeklemmten Stäben verschiedenen Materials die einzelnen Methoden nachgeprüft. Ein Stab aus Eschenholz, ein Messing-, ein Stahl- und ein Glasstab wurden untersucht. Die Klemmung erfolgte mittels eines Schraubstockes. Die Auslenkung des Stabendes wurde durch ein Spiegelsystem auf Film aufgezeichnet.

**1. Die Methoden.** a) *Elastizitätsmodul aus der Eigenfrequenz einseitig eingeklemmter Stäbe.* Die Stäbe wurden mit der Hand angezupft und das Ausschlagen aufgezeichnet. Als Zeitmaßstab wurden die Schwingungen einer Stimmgabel von 50/sec mitregistriert. Zur Anregung des Stabes durch einen Exzenter und zur Aufzeichnung der Bewegung des Stabendes mußten an dieses Massen geschraubt werden. Sie bewirkten eine Vergrößerung des Trägheitsmomentes und daher Verkleinerung der Frequenz. Theoretisch wird durch die angehängten Kopfmassen der Beiwert  $\beta_0$  vermindert. Dieser hängt vom Verhältnis  $\alpha$  der Kopfmasse zur Masse des Stabes ab. Zwischen  $\alpha$  und  $\beta_0$  besteht nach Hort [5] die Beziehung

$$\frac{1}{\cos \beta_0} - \beta_0 \alpha \sin \beta_0 + \cos \beta_0 (1 - \beta_0 \alpha \tan \beta_0) = 0.$$

In Tabelle 3 sind zusammengehörige Werte von  $\alpha$  und  $\beta_0$  enthalten.

Tabelle 3

$\alpha$	0.00	0.01	0.02	0.03	0.04
$\beta_0$	1.875	1.857	1.840	1.823	1.807
$\alpha$	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09
$\beta$	1.792	1.777	1.763	1.749	1.736
$\alpha$	0.10	0.11	0.12	0.13	0.14
$\beta_0$	1.723	1.711	1.699	1.688	1.677
$\alpha$	0.15	0.16	0.17	0.18	0.19
$\beta_0$	1.666	1.655	1.645	1.635	1.626

Die Korrektur wegen Schubkraft und Rotationsträgheitsmoment kann auch hier vernachlässigt werden, da das Verhältnis Dicke zu Länge des Stabes immer *kleiner* als 1/20 ist und die Korrektur daher kleiner als 0.4% wird. Der Elastizitätsmodul berechnet sich also nach der Formel

$$E = \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot l^4 \cdot \rho \cdot \nu_0^2}{a^2 \cdot \beta_0^4}.$$

Die Genauigkeit, mit der man nach dieser Methode den Elastizitätsmodul bestimmen kann, beträgt beim Holzstab 3%, da sich bei der Bearbeitung des Materials Dicke und Breite des Stabes nicht genau konstant halten lassen. Beim Glas- und Stahlstab ist der Fehler nur 2.5%.

Die benutzte Formel wurde zuerst von Kohlrausch abgeleitet. Sie hat sich als sehr brauchbar erwiesen und liefert gute Ergebnisse. Sie kommt den tatsächlichen Verhältnissen sehr nahe. A. Esau und M. Hempel [6] fanden eine Übereinstimmung bis auf 1%. In einer anderen Arbeit [7] jedoch stellten sie bei Zusatzmassen am freien Ende große Unstimmigkeiten zwischen Rechnung und Messung fest. Th. Pöschl [8] meint jedoch, daß die Differenz nicht in der Rechnung, sondern in der Messung ihre Ursache hat. Sicherlich werden bei zu großen Kopflasten die Bedingungen der Theorie (starre Einspannung, punktförmige Kopfmassen) nicht mehr erfüllt. Bei den kleinen Kopflasten, wie ich sie benutzt habe, ist der Fehler, den Esau und Hempel gemessen haben, noch unter 1%.

Bei vielen Versuchen maß ich die Eigenfrequenz der Stäbe mit und ohne Zusatzmassen. Ich konnte dabei für  $E$  keine systematischen Unterschiede feststellen.

b) *Elastizitätsmodul aus der statischen Belastung einseitig eingeklemmter Stäbe.* Bei der zweiten Methode zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls griff am Stabende eine bekannte Kraft an, und die dazugehörige Abbiegung wurde gemessen. Die Kraft war stets ein angehängtes Gewicht. Nach Hütte I [1] besteht zwischen der Kraft  $P$  und der Ablenkung des Stabendes  $f$  der Zusammenhang

$$f = \frac{P \cdot l^3}{E \cdot J \cdot 8} = \frac{4 \cdot P \cdot l^3}{E \cdot a^3 \cdot b},$$

$$E = \frac{4 \cdot P \cdot l^3}{a^3 \cdot b \cdot f}.$$

Die Bedeutung der Buchstaben ist dieselbe wie auf S. 181. Bei einigen Versuchen wurde statt der vergrößert aufgezeichneten Ablenkung des Stabes die bei der Biegung auftretende Verdrehung der Deckfläche gemessen. Zur Aufzeichnung derselben diente ein kleiner Spiegel, der an das Stabende geklebt war. Zwischen der Kraft  $P$  und dem Verdrehungswinkel  $\alpha$  besteht die Beziehung

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P \cdot l^2}{2 \cdot E \cdot J},$$

$$E = \frac{6 \cdot P \cdot l^2}{\operatorname{tg} \alpha \cdot a^3 \cdot b}.$$

Die Genauigkeit dieser Methode ist 2.5 bis 4.0%.

c) *Elastizitätsmodul aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung einseitig eingeklemmter Stäbe.* Das Wesen dieser Methode wurde bereits beschrieben. An Stäben sollte nachgeprüft werden, ob dieses Verfahren zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls richtige Werte liefert und wie genau die Ergebnisse sind. Für die Messungen wurde an das Stabende ein Lagerbock geschraubt. In das dazugehörige Rädchen wurde am Rande eine Schraube gedreht. Die überstehende Masse bildete den Exzenter. Durch Abziehen eines auf die Achse des Rädchens aufgespulten Fadens wurde dieses auf große Umdrehungszahlen gebracht. Es lief dann langsam aus. Der Stab führte Schwingungen in der Frequenz des Rädchens aus. Die Maximalamplituden blieben jedoch zunächst klein. Je mehr sich die Exzenterfrequenz der Eigenfrequenz des Stabes näherte, desto größer wurde sie. Sie schwankte dabei immer etwas auf und ab, wie es auch auf dem Pfeiler der Fall war (Fig. 5). Als das Rädchen in die Resonanz kam, stieg die Maximalamplitude rasch an und nahm schnell wieder ab. Der rasche Abfall entsteht durch Schwebung zwischen der noch nachklingenden Eigenfrequenz und der erst wenig kleineren Erregerfrequenz des Exzenters. Beim Eschenholzstab zeigte sich, daß bereits vor der Resonanz die Eigenfrequenz sehr stark angeregt wurde. Es bildete sich vor der Resonanz ein Schwebungsmaximum und -minimum aus. Im Minimum sank die Maximalamplitude fast auf Null. In diesem Falle fiel der Resonanz-



ausschlag zu groß aus. Wurde davon die halbe Differenz der Ausschläge im Schwebungsmaximum und -minimum, also die Maximalamplitude der vor der Resonanz erregten Eigenschwingung, abgezogen, so ergab sich der richtige Resonanzausschlag.

Diese Methode versagte bei Stahl- und Messingstäben. Die Dämpfung von Holz und Glas ist  $\epsilon = 1.01 : 1$ . Bei Metallstäben liegt sie dagegen um  $\epsilon = 1.0025 : 1$ . Stäbe mit so geringer Dämpfung benötigen zur Aufschaukelung die Zeit vieler Perioden. Das auslaufende Rad läuft zu schnell über die Resonanz hinweg. Selbst bei Antrieb des Rädchens durch einen Motor wurde der volle Resonanzausschlag

nicht erreicht. Es gelingt nicht, das Rädchen während der erforderlichen Zeit konstant mit der Eigenperiode laufen zu lassen.

Die Wägung oder Berechnung der tatsächlichen Exzentermasse wäre schwierig und sehr ungenau gewesen. Daher wurde der Versuch immer zweimal ausgeführt. Einmal lief das Rädchen mit Schraube, das andere Mal ohne dieselbe aus. Die Resonanzausschläge der beiden Versuche wurden

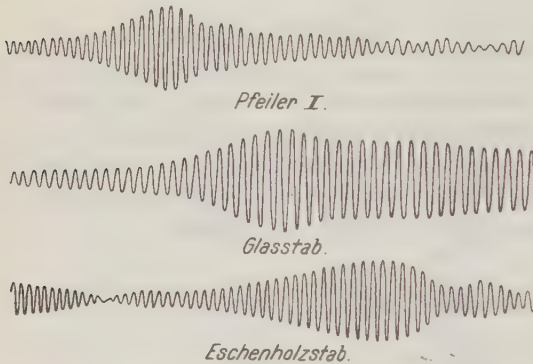


Fig. 5. Resonanzkurven verschiedener Stäbe beim Auslauf des Exzenters

dann addiert. In diesem Falle mußte ich die Masse der Schraube als Exzentermasse  $m_e$  einsetzen. Bei einigen Messungen wurde beim zweiten Versuch auf die Schraube noch eine kleine Mutter gedreht. Sie bildete die Exzentermasse. Die Resonanzausschläge mußte ich bei diesen Messungen subtrahieren.

Hier sei nochmals kurz der formelmäßige Zusammenhang der Methode dargestellt. Die Exzenterkraft ist

$$Z = 4\pi^2 \cdot \nu_0^2 \cdot r \cdot m_e.$$

Die Abnahme der Maximalamplitude pro Periode beträgt

$$f = h - h : \epsilon^2 = h (1 - 1/\epsilon^2) = h \frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2}.$$

Zur statischen Abbiegung des Pfeilers um den Betrag  $f$  ist die Kraft

$$P = \frac{E a^3 b f}{4 l^3} = \frac{E \cdot a^3 \cdot b \cdot h \cdot (\epsilon^2 - 1)}{4 \cdot l^3 \cdot \epsilon^2}$$

notig. Da beide Kräfte gleich gesetzt sind, ergibt sich für den Elastizitätsmodul  $E$

$$E = \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot \nu_0^2 \cdot r \cdot m_e \cdot 4 \cdot l^3 \cdot \epsilon^2}{a^3 \cdot b \cdot h \cdot (\epsilon^2 - 1)}.$$

Die Genauigkeit des erhaltenen Ergebnisses ist 6 bis 8%. Der große Fehler rührt vom Faktor  $(\epsilon^2 - 1)$  her.  $\epsilon$  läßt sich nicht genauer bestimmen.

Gegenüber der Bestimmung des Elastizitätsmoduls aus der Eigenfrequenz hat dieses Verfahren den Vorteil, daß man die Kopflast, die nicht immer leicht und genau zu bestimmen ist, nicht zu kennen braucht. Eine Abhängigkeit des Resultats von der Kopflast haben die Versuche nicht gezeigt.

d) *Elastizitätsmodul bei frei aufliegenden Stäben aus der Eigenfrequenz und bei statischer Belastung.* Um von den Einflüssen der Einspannung freizukommen, wurden die Stäbe noch auf eine vierte Art untersucht. Sie wurden an ihren Enden auf zwei Schneiden gelagert und in der Mitte belastet. Durch die Belastung biegt sich der Stab durch. Die Biegung wurde entweder durch den Betrag der Senkung der Stabmitte oder durch die Verdrehung der Endflächen gemessen. Für die beiden Fälle gelten die Beziehungen:

$$f = \frac{P l^3}{48 E J},$$

$$E = \frac{P l^3}{4 a^3 b f},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P l^2}{E J 16},$$

$$E = \frac{5 P l^2}{4 a^3 b \cdot \operatorname{tg} \alpha}.$$

Die Genauigkeit der Methode ist 3%.

Durch Anzupfen gelang es auch, die Stäbe bei dieser Lagerung zu Querschwingungen anzuregen. Jedoch müssen die Stäbe schon eine ziemliche Länge im Verhältnis zum Querschnitt haben, da sonst die Frequenzen sehr hoch liegen. Während im statischen Falle für die Stablänge nur der Abstand der Schneiden maßgebend ist, und überstehende Enden keine Rolle spielen, ändern diese im dynamischen Falle die Eigenperioden ähnlich wie die Kopflasten beim eingeklemmten Stab. Der Einfachheit halber bestimmte ich die Eigenfrequenzen nur in den Fällen, in denen der Stab auf seinen Enden gelagert war. Die Berechnung des Elastizitätsmoduls aus der Periodenzahl pro Sekunde geschieht nach derselben Formel, die auch beim eingespannten Stab benutzt wird, nur hat die Konstante  $\beta_0$  einen anderen Wert. Sie ist hier  $\beta_0 = \pi$ . Die Formel lautet:

$$E = \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot l^4 \cdot \rho \cdot \nu_0^2}{a^3 \cdot \pi^4},$$

$$E = \frac{12 \cdot 4 \cdot l^4 \cdot \rho \cdot \nu_0^2}{a^3 \cdot \pi^2}.$$

Die Genauigkeit ist die gleiche wie beim eingeklemmten Stab.

Die mit diesem Verfahren erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle 5 eingetragen. Die dynamischen Werte sind mit  $E_1$ , die statischen mit  $E_2$  bezeichnet.

Tabelle 4. Meßergebnisse an einseitig eingeklemmten Stäben

Nr.	Material	Stab- länge cm	$\rho_0$	Eigen- frequenz (Hz)	Dämpfung $\xi^2$	$E_1$ aus Eigen- frequenz	$P_2$ aus stat. Belastung	$E_3$ aus Dämpfung und Resonanz	$E$ dyn/cm <sup>2</sup>	$\Delta l$ cm	Bemerkungen
1	Eschenholz	91.7	1.659	10.48	1.0435	$1.047 \cdot 10^{11}$	$1.084 \cdot 10^{11}$	$1.12 \cdot 10^{11}$	$1.11 \cdot 10^{11}$	0.61	vertikal nach unten
2	"	76.7	1.692	13.77	1.0696	$0.953 \cdot 10^{11}$	$1.030 \cdot 10^{11}$	$1.11 \cdot 10^{11}$	$1.07 \cdot 10^{11}$	0.96	"
3	"	84.0	1.645	12.16	1.0468	$1.03 \cdot 10^{11}$	$1.02 \cdot 10^{11}$	$1.08 \cdot 10^{11}$			"
4	"	83.4	1.875	16.60	1.0357	$1.10 \cdot 10^{11}$	$1.08 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^{11}$			" zwischen 2 mm Gummi
5	"	83.4	1.810	15.53	1.0441	$1.13 \cdot 10^{11}$	$1.17 \cdot 10^{11}$	$1.04 \cdot 10^{11}$			"
6	"	100.0	$\begin{Bmatrix} 1.875 \\ 1.759 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 12.40 \\ 10.83 \end{Bmatrix}$	1.0389	$\begin{Bmatrix} 1.17 \cdot 10^{11} \\ 1.151 \cdot 10^{11} \end{Bmatrix}$	$1.23 \cdot 10^{11}$	$1.31 \cdot 10^{11}$	$1.27 \cdot 10^{11}$	1.10	" oben 1/2 Jahr früher (frisches Holz)
7	Glas	86.3	$\begin{Bmatrix} 1.718 \\ 1.645 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 9.015 \\ 8.251 \end{Bmatrix}$	1.0226	$\begin{Bmatrix} 6.51 \cdot 10^{11} \\ 6.48 \cdot 10^{11} \end{Bmatrix}$	$6.20 \cdot 10^{11}$	$7.48 \cdot 10^{11}$			" oben
8	"	95.6	1.663	7.015	1.0180	$6.75 \cdot 10^{11}$	$5.41 \cdot 10^{11}$	$9.88 \cdot 10^{11}$			"
9	"	92.0	1.656	7.577	1.0392	$6.86 \cdot 10^{11}$	$6.51 \cdot 10^{11}$	$6.33 \cdot 10^{11}$			"
10	Stahl	52.3	1.875	15.59		$1.96 \cdot 10^{12}$	$2.05 \cdot 10^{12}$		$2.10 \cdot 10^{12}$	0.45	"
11	"	58.0	1.697	8.315		$1.90 \cdot 10^{12}$	$2.10 \cdot 10^{12}$		$2.23 \cdot 10^{12}$	1.06	"
12	"	70.0	1.875	6.993		$1.91 \cdot 10^{12}$	$2.03 \cdot 10^{12}$		$2.11 \cdot 10^{12}$	0.61	"
13	"	80.0	1.875	5.362		$1.92 \cdot 10^{12}$	$2.08 \cdot 10^{12}$		$2.17 \cdot 10^{12}$	1.18	"
14	"	86.1	1.875	4.683		$1.96 \cdot 10^{12}$	$2.09 \cdot 10^{12}$		$2.17 \cdot 10^{12}$	1.05	"
15	"	91.1	1.875	4.156		$1.94 \cdot 10^{12}$	$2.18 \cdot 10^{12}$		$2.33 \cdot 10^{12}$	2.04	"
16	"	99.0	1.875	3.517		$1.93 \cdot 10^{12}$	$1.98 \cdot 10^{12}$		$2.00 \cdot 10^{12}$	0.43	"
17	"	100.0	1.875	3.422		$1.91 \cdot 10^{12}$	$2.00 \cdot 10^{12}$		$2.06 \cdot 10^{12}$	0.09	"
18	"	59.1	1.875	9.895		$1.95 \cdot 10^{12}$	$2.03 \cdot 10^{12}$		$2.08 \cdot 10^{12}$	0.47	" unten
19	"	71.6	1.875	6.805		$1.98 \cdot 10^{12}$	$2.09 \cdot 10^{12}$		$2.16 \cdot 10^{12}$	0.72	"
20	"	82.5	1.875	5.153		$2.00 \cdot 10^{12}$	$2.08 \cdot 10^{12}$		$2.13 \cdot 10^{12}$	0.63	"
21	"	97.4	1.875	3.689		$1.99 \cdot 10^{12}$	$2.10 \cdot 10^{12}$		$2.16 \cdot 10^{12}$	0.98	"
22	Messing	50.0	1.875	9.549		$0.74 \cdot 10^{12}$	$1.01 \cdot 10^{12}$		$1.17 \cdot 10^{12}$	2.6	" oben
23	"	66.1	1.875	5.658		$0.79 \cdot 10^{12}$	$0.94 \cdot 10^{12}$		$1.03 \cdot 10^{12}$	2.1	"

**2. Ergebnisse.** In der Tabelle 4 und 5 sind die wichtigsten Größen der Stäbe und die Meßergebnisse zusammengestellt. Die Dämpfung  $\epsilon^2$  ist das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Maximalamplituden nach derselben Seite. Die nächsten Spalten in der Tabelle 4 enthalten die nach den unter a, b und c beschriebenen Methoden ermittelten Werte des Elastizitätsmoduls. Dabei zeigt sich auffällig, daß der Wert aus der Eigenperiode durchweg der kleinste ist, dann folgt der statische, und der aus der Dämpfung und der Resonanz berechnete ist am größten. Die Fig. 6 zeigt diesen Effekt deutlich. Auch die Umkehrung des Stabes (festes Ende oben, freies unten) ändert daran nichts. Die Stäbe wurden bei den einzelnen Untersuchungen in verschiedenen Schraubstöcken verschieden fest geklemmt. Der Effekt liegt also nicht an zu weicher Klemmung.

Die Formeln, nach denen  $E_1$  und  $E_2$  berechnet wurden, haben zur Voraussetzung, daß bei der Biegung nur das Material zwischen Klemmstelle und freies Ende beansprucht wird. Die größten Spannungen treten am eingespannten Querschnitt auf. Der fest-freie Stab von gleichbleibendem Querschnitt bricht bei statischer Biegung immer am festen Ende. Wenn also die Spannung an dieser Stelle am größten ist, so ist es nicht denkbar, daß sie im geklemmten Stabteil plötzlich auf Null sinkt. Es werden in Querschnitten in der Nähe der Klemmung noch Spannungen vorhanden sein, die auch auf das Material der Klemmbanken übergreifen. Auf das Verhalten der Stäbe gegenüber Biegung wirkt dies wie eine Verlängerung des Stabes. J. W. Geckeler [3] gibt für die Durchbiegung eines Stabes durch eine an seinem freien Ende angreifende Kraft die Beziehung:

$$f = \frac{P l^3}{3 E J} + \beta l.$$

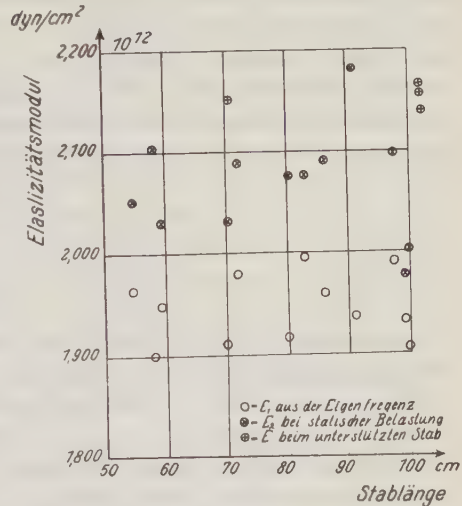


Fig. 6. Die gemessenen Elastizitätsmodule des Stahlstabes in Abhängigkeit von der Stablänge

Tabelle 5. Meßergebnisse an zweifach unterstützten Stäben

Nr.	Material	Länge cm	Eigenfrequenz (Hz)	$E_1$ aus der Eigenfrequenz	$E_2$ aus der stat. Belastung
1	Eschenholz	101.4	32.57	$1.05 \cdot 10^{11}$	$1.11 \cdot 10^{11}$
2	Glas	97.5	26.23	$7.60 \cdot 10^{11}$	$7.56 \cdot 10^{11}$
3	Glas	96.1			$7.38 \cdot 10^{11}$
4	Stahl	102.0	9.785	$2.14 \cdot 10^{12}$	$2.16 \cdot 10^{12}$
5	Stahl	70.8			$2.15 \cdot 10^{12}$
6	Stahl	102.0			$2.17 \cdot 10^{12}$



$\beta$  ist eine Integrationskonstante. Das Glied  $\beta l$  hängt von der Einspannung ab. Rankine\*) bezeichnet es als „die von der Schubkraft herrührende zusätzliche Durchbiegung“.  $\beta$  ist empirisch zu bestimmen.

A. Thum und F. Wunderlich [9] beobachteten bei eingespannten Tragteilen Abweichungen zwischen den mit der „freien Länge“ (Abstand Klemmstelle—freies Ende) berechneten Durchbiegungen, Querschnittsneigungen und Spannungen und den gemessenen Werten. Die Ursachen sind die nicht idealen Einspannverhältnisse. Um mit den gewöhnlichen Formeln noch arbeiten zu können, setzten sie in diese nicht die freie Länge, sondern multiplizierten sie erst mit einem Faktor  $\alpha$ . Diesen nannten sie den „Einspannwert“. Er ist größer als 1 und ist immer empirisch zu bestimmen. Die Verfasser stellten eine Abnahme von  $\alpha$  mit größer werdender Stablänge fest.

Praktischer als  $\beta$  und auch als  $\alpha$  dünkt mir die Größe  $\Delta l$  zu sein, die ich zur Stablänge  $l$  addieren muß, um die Biegung mit der einfachen Formel behandeln zu können. Diese lautet dann im Falle statischer Belastung:

$$f = \frac{P(l + \Delta l)^3}{8 E J},$$

$$E = \frac{4 P(l + \Delta l)^3}{a^3 b f} \cong \frac{4 P l^3}{a^3 b f} (1 + 3 \Delta l/l).$$

Im statischen Falle wirkt die Spannung nur in einer Richtung. Bei der Schwingung dagegen ist sie abwechselnd nach beiden Seiten gerichtet. In erster Näherung wird es wohl so sein, daß sich ihr Einfluß auf den geklemmten Stab verdoppelt. Den stärksten Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme liefern allerdings die mit ihr erzielten Ergebnisse. Die Formel für die Berechnung des Elastizitätsmoduls aus der Eigenfrequenz lautet nun:

$$E = \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot \rho \cdot \nu_0^2 \cdot (l + 2 \Delta l)^4}{a^3 \cdot \beta_0^4}$$

$$\cong \frac{12 \cdot 4 \pi^2 \cdot \rho \cdot \nu_0^2 \cdot l^4}{a^3 \cdot \beta_0^4} (1 + 8 \Delta l/l).$$

Die verbesserten Werte des Elastizitätsmoduls erhält man aus  $E_1$  und  $E_2$  durch Multiplikation mit einem Faktor. Es ist:

$$E = E_1 (1 + 8 \Delta l/l),$$

$$E = E_2 (1 + 3 \Delta l/l).$$

Durch Auflösung der beiden Gleichungen ergibt sich für  $E$  und  $\Delta l$

$$E = E_1 \left( 1 + \frac{8(E_2 - E_1)}{8E_1 - 3E_2} \right),$$

$$\Delta l = \frac{l(E_2 - E_1)}{8E_1 - 3E_2}.$$

---

\*) Applied Mechanics 1858.

In der zehnten und elften Spalte der Tabelle 4 sind die aus obigen Formeln errechneten Werte eingetragen. Daraus sieht man, daß  $E$  keinen systematischen Gang mit der Stablänge mehr zeigt. Der Mittelwert liegt bei Stahl wie bei Holz nahe bei den Werten, die in Tabelle 5 enthalten sind. Diese sind aber vom Einfluß der Klemmung frei. Dadurch werden die Annahmen über die Wirkung der Spannung im geklemmten Stabteil gerechtfertigt. Die erhaltenen Elastizitätsmodule sind als die des Materials anzusprechen.

Wie schnell die Spannung im eingespannten Ende des Stabes auf Null abfällt, kann man am Stahlstab entscheiden.  $E_1$  und  $E_2$  steigen mit der Stablänge stetig an bis  $l = 97$  cm. Die Werte aus  $l = 99$  cm und  $l = 100$  cm fallen dagegen um ein Beträchtliches ab. Die Gesamtlänge des Stabes ist 102 cm. Der Abfall kann dadurch erklärt werden, daß bei einem zu kurz eingeklemmten Stab am festen Endquerschnitt noch Spannungen auftreten. Ist dies der Fall, so wird der elastische Widerstand des Stabes herabgesetzt. Bei dem untersuchten Stahlstab reichen die Spannungen etwa 4 cm ins eingeklemmte Ende hinein.

Die Größe  $\Delta l$  ergibt sich bei allen Stäben größenordnungsmäßig zu  $1/100$  der Stablänge  $l$ . Eine Abhängigkeit von  $l$  ist nicht feststellbar.

Überraschenderweise stimmen die Elastizitätsmodule, die aus der Dämpfung und dem Resonanzschlag ermittelt sind, sehr gut mit den wahren überein. Der Einfluß der Klemmung scheint nicht vorhanden zu sein. Er ist sicherlich durch andere Effekte kompensiert. Der volle Resonanzausschlag wird theoretisch erst in unendlich langer Zeit erreicht. Die gemessene Amplitude wird demnach um einige Prozent zu klein ausfallen. In der Rechnung ergibt dies einen zu großen Wert des Elastizitätsmoduls.

Bemerkenswert sind die Versuche 4 und 5 der Tabelle 4. Hier wurde dieselbe Klemmvorrichtung wie bei den anderen Untersuchungen benutzt. Jedoch war zwischen die Stahlplatten und dem Stab auf jeder Seite eine 1 bzw. 5 mm starke Schicht Gummi eingelegt. Der Schraubstock wurde fest zusammengedreht. Die bei diesen Versuchen nach den drei Methoden ermittelten Elastizitätsmodule liegen alle dicht beieinander und sind im Mittel wenig kleiner als der wahre Wert. Dieses Ergebnis ist zunächst verblüffend. Gummi schmiegt sich besser an den Stab an. Es findet eine innigere Berührung statt. Andererseits ist durch die starke Pressung die Grenze der Elastizität des Gummis überschritten. Bei etwas gelockerter Klemmung führte der Stab keine reinen Schwingungen mehr aus. Durch die elastische Kraft des Gummis wurde gleichzeitig eine zweite Schwingung erzeugt, die sich der Eigenschwingung des Stabes überlagert.

Versuch 6 (Tabelle 4) wurde ausgeführt, als das Eschenholz noch frisch war. Die anderen Untersuchungen liegen zeitlich ein halbes Jahr später. Der große Unterschied des Elastizitätsmoduls ist durch die Austrocknung des Materials bedingt.

Die Ergebnisse am Glasstab streuen sehr. Sie sind unsicher. Wegen der Sprödigkeit des Materials ist eine gute Klemmung nicht möglich, da es leicht ausspringt und bricht.

Durch die Untersuchungen an den Stäben sollte zunächst, wie schon erwähnt, nachgeprüft werden, ob und inwieweit die Messungen auf den Pfeilern der Werrabrücke und deren Ergebnisse richtig und brauchbar sind. Vor allem galt es, die Methode zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls aus der Dämpfung und dem Resonanzausschlag, die ja bei den Pfeilern zuerst angewandt wurde, auf ihre Allgemeingültigkeit und Leistungsfähigkeit zu untersuchen. Weiterhin sollten die Versuche die Grundlage schaffen für Untersuchungen von Gesteinsproben. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Erschütterungen im Boden hängt vom Elastizitätsmodul des Materials, durch welche die Welle läuft, ab. Jedoch ist noch nicht bewiesen, ob die Fortpflanzung genau nach den theoretischen Gesetzen erfolgt. Dies kann nachgeprüft werden durch Elastizitätsbestimmungen an Proben von Gesteinen, bei denen die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen bestimmt ist. Zweckmäßig gibt man für solche Bestimmungen den Proben die Gestalt von Stäben rechteckigen Querschnitts und wendet eine oder mehrere der vier oben aufgezählten Methoden an. Soweit es die Härte und Festigkeit des Materials erlaubt, fertige man am besten möglichst lange Stäbe an und untersuche diese mit den Methoden a und c. John M. Ide [10] fand, daß bei Gesteinen, die aus Schwingungen, also dynamisch, bestimmten Elastizitätsmodule größer sind als die statisch durch Kompression bestimmten. Er schreibt diesen Effekt dem Porenvolumen zu. Für die Ausbreitung elastischer Wellen kommt aber sicher nur der dynamische Wert in Frage. In der Technik werden dynamische Methoden zur Prüfung von Baustoffen benutzt. G. Grime und E. J. Eaton [11] formten aus Baustoffen Stäbe und bestimmten deren Elastizitätsmodul, indem sie sie einseitig einspannten und die Frequenzen der Biegeschwingungen zählten. Aus sprödem und bröckeligem Material kann man jedoch nur kurze Probestäbe ausschneiden. Sie können dann nur nach der Methode d behandelt werden. Man erhält aber auch damit brauchbare Ergebnisse. Ich untersuchte Stäbe aus sehr weichem Gestein. Die Bindung der einzelnen Mineralien war sehr gering. Die Stäbe konnten bei großer Vorsicht und Sorgfalt nicht länger als 10 cm geschnitten werden. Der Querschnitt war etwa  $1 \times 1$  cm. Ich legte sie mit den Enden auf zwei Schneiden und maß die Verdrehung der Endflächen bei Belastung der Stabmitte. Die Messungen ergaben Werte des Elastizitätsmoduls, die sehr wahrscheinlich sind. Eine Kontrolle nach einem anderen Verfahren liegt noch nicht vor.

**Zusammenfassung.** Beim Bau der Reichsautobahnbrücke über das Werratal bei Hedemünden wurden vom Geophysikalischen Institut in Göttingen Messungen der Biegeschwingungen der Pfeiler I und II angestellt, als diese noch frei für sich standen. Sie wurden zu freien und erzwungenen Schwingungen angeregt. Aus der Eigenperiode der freien Schwingungen konnte der Elastizitätsmodul der Pfeiler berechnet werden, indem sie als einseitig eingespannte Stäbe behandelt wurden. Ferner wurde nach einer neuen Methode bei den erzwungenen Schwingungen, die durch einen auslaufenden Exzenter erzeugt wurden, der Elastizitätsmodul aus dem Maximalausschlag in der Resonanz, der Dämpfung und der Exzenter-



kraft ermittelt. Die beiden Methoden lieferten übereinstimmende Ergebnisse. Die Werte für die beiden Pfeiler weichen jedoch beträchtlich voneinander ab. Der Grund hierfür ist in dem verschiedenen Untergrund und in den verschiedenen Fundamenten zu suchen. Aus dem Elastizitätsmodul wurde durch Rechnung das Verhalten der Pfeiler gegenüber äußeren Kräften, wie Wind und Erschütterungen, abgeschätzt.

Zur Nachprüfung der bei den Pfeilern benutzten Methoden zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls wurden sie im Laboratorium auf einseitig eingeklemmte Stäbe aus Holz, Glas und Metall angewandt. Der Elastizitätsmodul wurde aus der Eigenfrequenz, bei statischer Belastung und aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung bestimmt. Hierbei wurde der Einfluß der Klemmung auf die Ergebnisse der verschiedenen Methoden näher untersucht und gezeigt, wie man ihn rechnerisch berücksichtigen kann. Eine Verfälschung der Ergebnisse der drei Methoden durch die Klemmung trat nicht ein, als zwischen die Klemmvorrichtung eine Lage Gummi gelegt wurde. Die Methode der Bestimmung des Elastizitätsmoduls aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung lieferte auch bei den Stäben richtige Werte. Die Größe des Resonanzausschlages ergab sich als unabhängig von den angeschraubten Kopflasten und unabhängig von der Einklemmung. Am Schluß der Arbeit wird darauf hingewiesen, wie man am besten den Elastizitätsmodul von Gesteinen im Laboratorium bestimmt.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse meinen aufrichtigen Dank aussprechen. Desgleichen danke ich den Herren der Firma Polenski & Zöllner für ihr Entgegenkommen und Hilfe bei den Messungen an der Werrabrücke.

### Literatur

- [1] Hütte I, 26. Aufl.
- [2] Timoshenko: Schwingungsprobleme der Technik.
- [3] Auerbach u. Hort: Handb. d. techn. u. physik. Mech. **3**, 1.
- [4] H. Reich: Geophysik für Bergleute und Geologen. I. Teil.
- [5] W. Hort: Technische Schwingungslehre, 2. Aufl.
- [6] A. Esau u. M. Hempel: Über die Eigenfrequenz von einseitig eingespannten Stäben. Zeitschr. f. techn. Phys. **11** (1930), Nr. 1.
- [7] A. Esau u. M. Hempel: Über die Eigenfrequenzen einseitig eingespannter prismatischer Stäbe mit Zusatzmassen am freien Ende. Zeitschr. f. techn. Phys. **11** (1930), Nr. 5.
- [8] Th. Pöschl: Bemerkungen zu der Note von A. Esau u. M. Hempel über die Eigenfrequenz eines einseitig eingespannten Stabes. Zeitschr. f. techn. Phys. **11** (1930), Nr. 6.
- [9] A. Thum u. F. Wunderlich: Der Einspannwert. Zeitschr. d. VDI. **79** (1935), Nr. 38.
- [10] John M. Ide: Some Dynamic Methods for Determination of Young's Modulus. Rev. Scient. Instr. (N. S.) **6**, (1935), Nr. 10.
- [11] G. Grime u. E. J. Eaton: The Determination of Young's Modulus by Flexural Vibration. Phil. Mag. (7) **23** (1937), Nr. 152.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1938.



## Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte

Von Alfons Schröder, Göttingen — (Mit 19 Abbildungen)

In der vorliegenden Arbeit wurde der Verlauf der Windgeschwindigkeit mit Hilfe von photographischen Schnellregistrierungen des Winddrucks untersucht. Daraus werden die Folgerungen abgeleitet, die zur richtigen Wiedergabe der Windböen an einen mechanisch registrierenden Windmesser gestellt werden müssen

Die gebräuchlichen Windmeßgeräte haben alle eine verhältnismäßig niedrige Eigenfrequenz. Am höchsten liegt noch die des Askania Windschreibers [1] bei  $2 \text{ sec}^{-1}$ . Die häufig zur Windregistrierung verwendeten Glockenmanometer [2] zeichnen dagegen erst bei einer Schwingungsdauer von etwa 10 sec die wahre Amplitude auf. Noch schlechter werden die Werte für Schalenkreuze [2]. Sie sind meist überhaupt nicht zur Bestimmung der Feinstruktur des Windes verwendbar. Wegen ihrer großen Trägheit zeigen sie annähernd Mittelwerte der Windschwankungen.

Es wurde nun im Geophysikalischen Institut in Göttingen ein Windmeßgerät gebaut, das nach den bisherigen Erfahrungen, die man über die Windstruktur gemacht hatte, den Windvorgang wahrheitsgetreu aufzeichnete. Die höchsten Frequenzen der Windschwankungen liegen nun schätzungsweise bei 3 bis  $4 \text{ sec}^{-1}$ . Das Instrument mußte also mindestens Frequenzen von 0 bis  $5 \text{ sec}^{-1}$  getreu wiedergeben.

Mit diesem Windmeßgerät wurden im Geophysikalischen Institut Windregistrierungen durchgeführt. Aus diesen sollte dann die Frage beantwortet werden, wie hoch die Eigenfrequenz der Instrumente mindestens sein muß, damit eine einigermaßen verzerrungsfreie Wiedergabe zustande kommt.

Registriert wurde bei allen Wetterlagen, nur mußten mittlere Windgeschwindigkeiten von etwa 10 m/sec erreicht werden, denn die kleinen Windschwankungen und Windstöße kommen bei allen mittleren Windgeschwindigkeiten, die größeren dagegen nur bei hohen vor.

Der Einfluß des Gebäudes auf die Windstruktur war schon von H. g. Müller [3] untersucht worden. Er war in der Höhe der Windfahne zu vernachlässigen. Trotzdem wurden außer auf dem Dache des Geophysikalischen Instituts im Freien auf ungestörtem Gelände Windregistrierungen durchgeführt, deren Ergebnisse die auf dem Institut gewonnenen bestätigten. Die Gesamtdauer der Messungen betrug 11 bis 12 Stunden, bei einer Papiergeschwindigkeit von 60 mm/min.

**I. Die Windmeßapparatur.** Als Windmeßgerät diente eine Bruhnsche Sogdüse in Verbindung mit einer optisch registrierenden Druckdose. Der Beiwert der Düse betrug rund 3.5. Sie war in eine Windfahne einmontiert, die sich immer in Richtung des Windes einstellte. Düse und Windfahne entstammten dem Wind-

schreiber der Askania A.-G. [1]. Die Einstelldauer der Fahne war von Suckstorff [4] untersucht worden. Sie hing von der Stärke des Windes ab. Bei einer Drehung um  $90^\circ$  aus der Windrichtung erfolgte die Einstellung bei einer Windstärke von 3 m/sec in 1.5 sec, bei 5 m/sec in 0.5 sec.

Die Sogdüse stand auf dem Dach des Geophysikalischen Instituts. An sie war mit einer 23 m langen Schlauchleitung von 6 mm lichter Weite die Druckdose\*) angeschlossen. Diese bestand aus einem Behälter (der Dose), in der eine

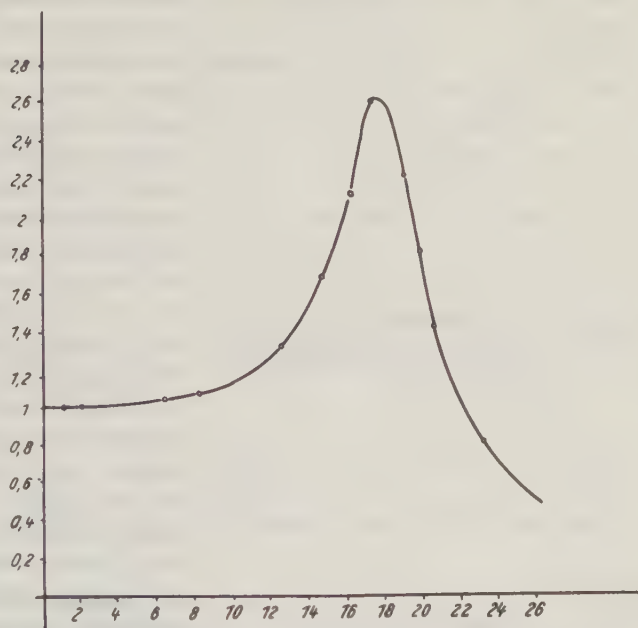


Fig. 1. Resonanzkurve der Druckdose bei 1 m Leitungslänge.  
Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Gummimembran ausgespannt war (Fig. 4), die durch den Sog des Windes in der Düse in Bewegung geriet. Diese Bewegungen wurden auf einen Spiegel übertragen und optisch registriert.

Die Eigenfrequenz des Instruments wurde durch die Resonanzmethode festgestellt. Periodische Druckschwankungen verschiedener Frequenzen erregten die Membran zu Schwingungen, deren Verlauf registriert wurde. Die größten Amplituden entstehen dann, wenn die erregende Frequenz gleich der Eigenfrequenz ist. (Die Veränderung der Eigenfrequenz durch die Dämpfung kann hier vernachlässigt werden, da diese, wie die Resonanzkurve später zeigen wird, nicht sehr groß ist. Die Änderung beträgt etwa 7 % der Eigenfrequenz der ungedämpften Membran.)

\*) Ähnlich den im Geophysikalischen Institut früher gebauten Druckdosen der Fernschallempfänger.

Die Druckschwankungen wurden mit einem Stempel erzeugt, der in einem Kolben periodisch hin und her bewegt wurde und dabei die Luft in dem angeschlossenen Registrierinstrument und den Zuleitungen komprimierte. Der Stempel war exzentrisch mit einem Rade verbunden, das auf hohe Umdrehungszahlen gebracht

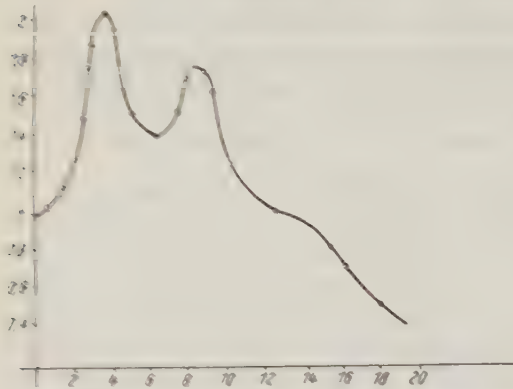


Fig. 2. Resonanzkurve bei 23 m Leitungslänge.  
Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

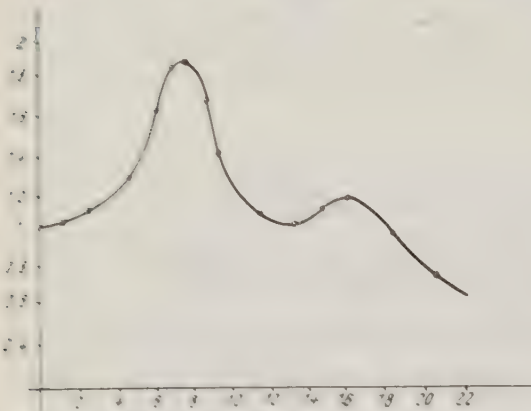


Fig. 3. Resonanzkurve bei 13 m Leitungslänge.  
Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Auch dort ist wieder die Resonanzüberhöhung in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Maxima liegen nun bei 4 und 8.5 sec<sup>-1</sup>. Bei einer 13 m langen Zuleitung veränderte sich die Resonanzkurve erneut. Sie ist in Fig. 3 für diesen Fall dargestellt. Die Maxima liegen bei 8 und 16 sec<sup>-1</sup>.

\*) Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden (nach derselben Seite) der freien gedämpften Eigenschwingung beträgt etwa 4 : 1.

wurde und dann langsam auslief. Es durchlief dabei Frequenzen von 25 bis  $\frac{1}{4}$  sec<sup>-1</sup>.

Die Resonanzkurve, die mit dieser Anordnung bei 1 m Schlauchzuleitung zwischen Kolben und Instrument gewonnen wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. Dort ist die Resonanzüberhöhung (also das Verhältnis von aufgezeichneter Amplitude bei der Frequenz  $n$  zu der bei  $n = 0$ ) in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Eigenfrequenz der Membran liegt bei 17 sec<sup>-1</sup>. Die Dämpfung ist gering\*). Verwendet man dagegen statt der 1 m langen die 23 m langen Zuleitungen (die auch zur Windregistrierung zwischen Düse und Druckdose verwendet wurden), so ist das System, wie später gezeigt werden wird, fast aperiodisch gedämpft.

Die Resonanzkurve ändert sich nun vollkommen, wenn diese 23 m langen Leitungen zwischen Kolben und Instrument geschaltet werden. Fig. 2 zeigt die neue Kurve.

Die Lage der Resonanzstellen hängt also von der Schlauchlänge ab. Das deutet darauf hin, daß es sich um Luftschwingungen in den Zuleitungen handelt (Fig. 1 zeigt die wirkliche Resonanzstelle der Membran, die, wie später gezeigt werden wird, nicht durch Schlauchschwingungen gefälscht ist, denn die kleinste Frequenz der Luftschwingungen in dem 1 m langen Schlauch liegt bei  $95 \text{ sec}^{-1}$ ). Die von dem Stempel erregten Druckwellen werden jedesmal an den Enden des Schlauches reflektiert. Da sowohl der Kolben als auch das Registrierinstrument einen viel größeren Querschnitt als der Schlauch haben (Fig. 4), kann es sich nur um Reflexion an beiderseitig offenen Enden handeln. Es wird jedesmal dann in dem Schlauch eine stehende Schwingung entstehen, wenn seine Länge ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Die Wellenlängen der stehenden Schwingungen können dann nur gleich  $2 \cdot l$ ,  $l$ ,  $\frac{3}{2} \cdot l$ ,  $\frac{1}{2} \cdot l$  und so fort werden ( $l$  = Schlauchlänge). Diese stehenden Schwingungen erzeugen die Resonanzüberhöhungen in Fig. 2 und 3.

Aus der Beziehung  $c = n \cdot \lambda$  (Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle = Frequenz  $\cdot$  Wellenlänge) ergibt sich, daß zu den größten Wellenlängen die

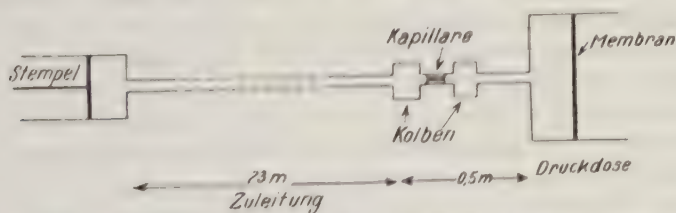


Fig. 4. Anordnung zur Beseitigung der Schlauchschwingungen

kleinsten Frequenzen gehören (das gilt natürlich nur, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht allzusehr von der Frequenz abhängt. Wie später gezeigt wird, ändert sich bei einer Verdopplung der Frequenz der erregenden Schwingung von 4 auf  $8 \text{ sec}^{-1}$  die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 190 auf  $205 \text{ m/sec}$ . Diese Änderung kann hier vernachlässigt werden.) Aus den Resonanzkurven in Fig. 2 und 3 sind nun die kleinsten Frequenzen der stehenden Wellen für den 23 und 18 m langen Schlauch bekannt. Man kann also den ersten Maxima beider Kurven eindeutig eine Wellenlänge zuordnen, die doppelt so groß wie die jeweilige Schlauchlänge ist. Dem Maximum in Fig. 2 bei  $4 \text{ sec}^{-1}$  entspricht also eine Wellenlänge von  $2l = 46 \text{ m}$ , dem Maximum bei  $8.5 \text{ sec}^{-1}$  eine Wellenlänge von  $l = 23 \text{ m}$ . Ebenso sind den beiden Resonanzüberhöhungen in Fig. 3 Wellenlängen von 26 bzw. 13 m zuzuordnen.

Man kann nun aus den Schlauchresonanzen, von denen ja Wellenlänge und Frequenz bekannt ist, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwellen berechnen. Die Resonanzen des 23 m langen Schlauches liefern für das erste Maximum  $190 \text{ m/sec}$ , für das zweite  $205 \text{ m/sec}$ . Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwellen in den Zuleitungen liegt also weit unter der Schallgeschwindigkeit.



Nach Helmholtz und Kirchhoff [5] hängt die Geschwindigkeit von Schallwellen in Röhren von dem Durchmesser und der Frequenz der Erregung ab. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird mit kleiner werdendem Durchmesser und kleinerer Frequenz auch geringer. Bei einer früheren Untersuchung im Geophysikalischen Institut, Göttingen, erhielt Dobberstein [6] 260 m/sec bei einer erregenden Frequenz von  $12.5 \text{ sec}^{-1}$  und einer Schlauchweite von 0.4 cm. Nach Kirchhoff [5] müßte die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für eine Frequenz von  $4 \text{ sec}^{-1}$  und einem Schlauchdurchmesser von 0.6 cm, wie er hier gebraucht wurde, das 0.75fache der normalen Schallgeschwindigkeit betragen. Hier wurden 190 m/sec, also das 0.6fache der Normalgeschwindigkeit, gemessen. Die Abweichungen dürften zum Teil darauf zurückzuführen sein, daß der Schlauch aus mehreren Einzelstücken etwas verschiedenen Durchmessers zusammengesetzt war.

Das bei einer 1 m langen Zuleitung (Fig. 1) festgestellte Resonanzmaximum ist nun nicht auf Schlauchschwingungen zurückzuführen, sondern durch die Eigenfrequenz der Membran bedingt, denn die kleinste Frequenz, die eine stehende Schwingung in einem 1 m langen Schlauch annehmen kann, liegt, nach den angestellten Überlegungen, bei  $n = c/2 \cdot l = c/2$ , also ungefähr bei  $190/2 = 95 \text{ sec}^{-1}$ .

Die Resonanzkurve in Fig. 2 zeigt nun, daß dort (also bei einer Schlauchlänge von 23 m) die Resonanzüberhöhung durch die Eigenfrequenz der Membran verschwunden ist. Dasselbe zeigt auch Fig. 5 (die später ausführlich erörtert wird), in der dieselbe Resonanzkurve wie in Fig. 2, nur unter Ausschaltung der Schlauchschwingungen dargestellt ist. Die Dämpfung der Membran muß also von der Schlauchlänge abhängen. Sie kann nach Suckstorff [4] durch Einschalten von Kapillaren in die Leitungen vergrößert werden. Da die Schlauchleitungen genau wie Kapillaren wirken (nur mit entsprechend größerem Durchmesser), kann eine Vergrößerung der Dämpfung auch durch eine Verlängerung der Zuleitungen erreicht werden.

Das Instrument entspricht nun den erwähnten Anforderungen, wenn es gelingt, die Schlauchresonanzen des 23 m langen Schlauches zu beseitigen. Es ist dabei, wie schon erwähnt, nicht möglich, durch eine Verkürzung der Zuleitungen deren Resonanzen auf ganz hohe (stark gedämpfte) Frequenzen zu verlegen. Meist ist das durch die Anlage der Apparatur nicht möglich. Im Geophysikalischen Institut konnte wegen des Abstandes Windfahne—Registrierraum nicht unter 23 m heruntergegangen werden. Bei Aufstellung an anderen Orten wird stets eine Zuleitung von der Windfahne zum Registrierinstrument von ähnlicher Länge erforderlich sein.

Es gibt nur zwei Methoden, die Schlauchresonanzen zu beseitigen. Man kann einmal dafür sorgen, daß die Zuleitungen in mehrere Einzelteile zerfallen, die für sich allein mit einer entsprechend höheren Frequenz schwingen. Es wurden zu diesem Zwecke mehrere Kolben mit möglichst geringem Volumen, die eine ganze schroffe Querschnittserweiterung des Schlauches darstellen, eingeschaltet. An ihnen finden dann Reflexionen der ankommenden Druckwellen statt, die um so vollständiger sind, je steiler und größer der Übergang ist. Da aber immer

nur ein Teil reflektiert wird und der Rest in seiner alten Frequenz, wenn auch schwächer, weiterschwingt, schaltet man am besten in die Leitung noch einige Kapillaren ein, die die Schlauchschwingungen stärker dämpfen. Eine vollständige Beseitigung der Resonanzmaxima ist bei dieser Methode nur mit einer sehr großen Anzahl von Kolben und Kapillaren zu erreichen. Besser ist eine zweite Anordnung, in der man den Schlauch in seinen Eigenfrequenzen ungestört weiter schwingen läßt und nur dafür sorgt, daß diese die Membran nicht erregen. Man schaltet dann die Kolben hintereinander vor die Membran. In unserer Anordnung (Fig. 4) wurden zwei Kolben und ein dazwischen geschaltetes Kapillarröhrchen (Durchmesser 2 mm, Länge 2 cm) verwandt.

Fig. 5 zeigt die mit dieser Apparatur aufgenommene Resonanzkurve. Die Maxima durch die Schlauchresonanzen sind verschwunden. Ebenso ist, wie schon erwähnt, die Dämpfung groß genug, um auch Resonanzüberhöhungen durch Eigenschwingung der Membran zu verhindern. Jede Schwingung von 0 bis  $14 \text{ sec}^{-1}$  wird mit ihrer wahren Amplitude wiedergegeben. Sie genügt also den weitest- aus höchsten Anforderungen, die wir an ein Instrument stellen müssen. Der kleine Abfall bei niedrigen Frequenzen ist wahrscheinlich auf Undichtigkeit der Anordnung zurückzuführen, die sich in diesem Gebiete stärker bemerkbar macht.

Bei der Anordnung muß allerdings beachtet werden, daß das Füllvolumen durch die eingeschalteten Kolben größer wird. Es muß also, um einen Überdruck hervorzurufen, bedeutend mehr Luft in die Leitungen und in die Druckdose hineingepreßt werden. Das verhindern aber nun gerade wieder die Kapillaren, die den Überdruck nur langsam ansteigen lassen. Wenn nun die Druckschwankungen so schnell vor sich gehen, daß während einer Periode nicht mehr genügend Luft in die Leitungen hineingepreßt werden kann, um dort den äußeren Überdruck zu erreichen, so zeigt das Instrument einen zu kleinen Wert an. Nimmt man z. B. in der beschriebenen Anordnung statt der zwei Kolben vier, so erhält man die Resonanzkurve Fig. 6. Sie fällt bei  $8 \text{ sec}^{-1}$  schon ab.

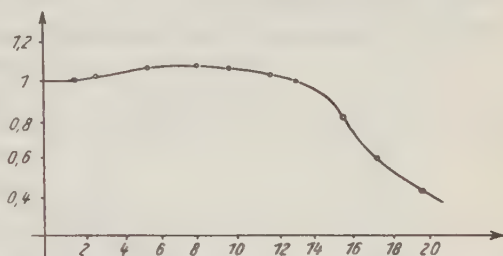


Fig. 5. Resonanzkurve bei 23 m langer Zuleitung nach Beseitigung der Schlauchschwingungen. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

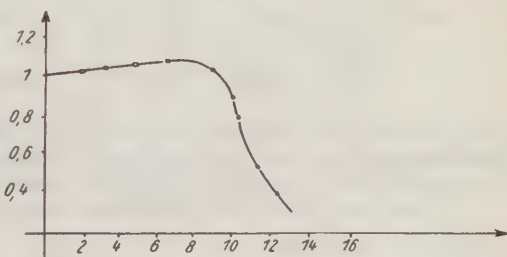


Fig. 6. Resonanzkurve bei 23 m langer Zuleitung nach Beseitigung der Schlauchschwingungen, bei zu großem Füllvolumen. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Die endgültige Apparatur bestand also aus Windfahne und Sogdüse, als Windgeber, den 28 m langen Zuleitungen, aus zwei Kolben, einem dazwischen geschalteten Kapillarröhrchen und der Druckdose.

Fig. 7 zeigt die Eichkurve des Instrumentes. Sie ist im Windkanal aufgenommen worden. Aufgetragen sind dort als Ordinate der gemessene Winddruck in mm Wassersäule und die daraus berechnete Windgeschwindigkeit in m/sec in Abhängigkeit von dem Ausschlag des Instrumentes. Für die Windgeschwindigkeit erhalten wir eine quadratische Kurve, da ja der Winddruck mit dem Quadrat der Windgeschwindigkeit zunimmt ( $p = \frac{1}{2} \rho v^2$ ) und der Ausschlag der Membran dem Druck linear proportional ist. Die andere Kurve ist linear.

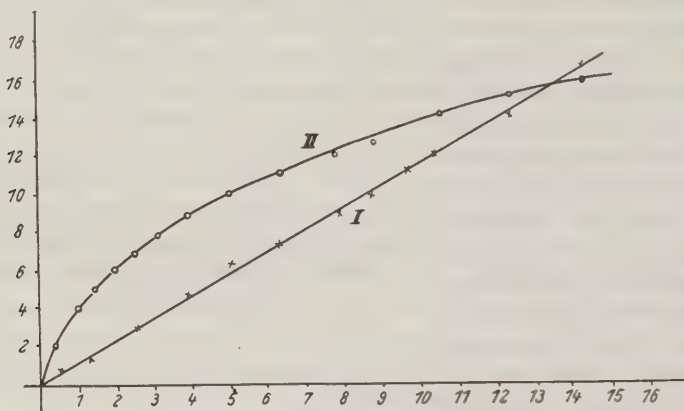


Fig. 7. Eichung des Winddruckmessers im Windkanal. Abszisse: Ausschlag des Winddruckmessers in cm für 1 m Lichtweg. Ordinate für Kurve I: Winddruck in mm Wassersäule (1 mm entspricht 100 dyn/cm<sup>2</sup>). Ordinate für Kurve II: Windgeschwindigkeit in m/sec. (Beide Ordinaten sind zufällig einander gleich.)

**II. Untersuchungen der Windstruktur im Hinblick auf den Bau der Windmeßinstrumente.** Die Windregistrierungen (in Fig. 8 ist ein Auszug wiedergegeben) wurden nun nach zwei Gesichtspunkten ausgewertet.

Einmal wurde der Verlauf jeder Windschwankung durch den positiven Teil einer Sinusschwingung (sie ist hier halbe Periode genannt worden) jeweils passender Amplitude und Schwingungsdauer angenähert (wie es etwa in Fig. 8 angedeutet ist). Von diesen halben Perioden wurde eine Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von Amplitude (Fig. 8) und halber Periodenlänge aufgestellt. Mit dieser Verteilung war dann schon ein erstes Kriterium für die Eigenfrequenz der Windmeßinstrumente gegeben. Die Frequenz muß so sein, daß alle oder jedenfalls der größte Teil der ausgezählten Perioden getreu wiedergegeben werden.

Diese Forderung, die sich aus der Zerlegung der Windschwankungen nach halben Perioden für den Bau der Instrumente ergibt, bietet aber keine Gewähr dafür, daß diese auch die höchsten Windgeschwindigkeiten, etwa den Wert  $C$

in Fig. 8, anzeigen. Aber gerade die Wiedergabe dieser höchsten Spitzen verlangt man von den Instrumenten. Es sind deshalb im zweiten Teil der Untersuchung der Winstruktur die Windanstiege (Windstöße sind sie hier genannt worden), die diese Spitzen verursachen, näher untersucht worden. Es wurde daher, genau wie bei den Perioden, eine Häufigkeitsauszählung der Windstöße in Abhängigkeit von Anstiegszeit und Amplitude (Fig. 8) vorgenommen. Es brauchte dann später nur noch untersucht zu werden, wie die Instrumente gebaut werden müssen, damit sie die ausgezählten Windstöße, vor allem die höchsten Windgeschwindigkeiten die diese erreichen, richtig wiedergeben.

1. *Auswertung der Perioden der Windschwankungen.* Es sollen also alle Windschwankungen durch halbe Perioden angenähert werden.

Die Windgeschwindigkeit, bei der die Windschwankung beginnt, sei hier Grundgeschwindigkeit genannt. In Fig. 8 beträgt sie etwa 5 m/sec. Es ist nun für den Instrumentenbau völlig gleichgültig, welche

Grundgeschwindigkeit einer Windschwankung zugrunde liegt. Die Membran wird auf alle Windschwankungen gleich reagieren, bei welcher Grundgeschwindigkeit sie auch beginnen mögen, wenn nur der Winddruckverlauf in ihnen derselbe ist. Das geht aus den Eichkurven in Fig. 7 hervor. Diese zeigen, daß wenigstens im Meßbereich (0 bis 16 m/sec) der Ausschlag der Membran dem Wind-

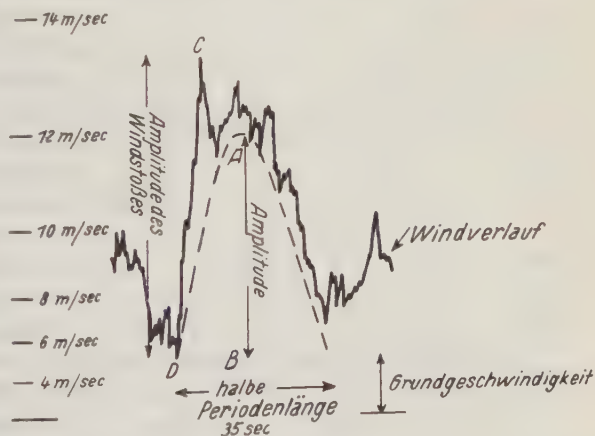


Fig. 8. Untersuchung der Windstruktur auf Perioden und Stöße

druck proportional ist. Es unterscheiden sich die Windschwankungen verschiedener Grundgeschwindigkeit nur durch eine Verlagerung des Nullpunktes des Instrumentes. Es sollen deshalb hier die Grundgeschwindigkeiten vernachlässigt werden.

Ein Instrument, das nur diejenige Periode aufzeichnen könnte, durch die die Windschwankung angenähert wird, das also wegen seiner Trägheit allen kleineren Schwankungen, die auf der großen aufgesetzt sind (Fig. 8), nicht folgen könnte, würde statt der kleinen Windschwankungen ungefähr einen Mittelwert anzeigen, diese also etwa halbieren (Wert A in Fig. 8). Als Amplitude der halben Periode soll nun die Differenz aus dem höchsten dieser Mittelwerte und der Grundgeschwindigkeit angesehen werden.

In Fig. 8 ist die halbe Periode, durch die die Windschwankung angenähert wird, in diese hineingezeichnet. Die beiden Werte, nach denen die Perioden aus-



gezählt werden sollen, also Amplitude und halbe Periodenlänge, sind dort gekennzeichnet. Man kann nun aber auch die kleineren aufgesetzten Windschwankungen durch halbe Perioden annähern und auch sie bei der Auszählung berücksichtigen.

Dadurch kann der Windverlauf noch genauer angenähert werden.

Praktisch ist es nun nicht möglich, genaue Werte für die Amplitude und halbe Periodenlänge anzugeben. Es genügt aber auch vollkommen, von einer Periode zu wissen, ihre Amplitude liege zwischen 6 und 8 m/sec Windgeschwindigkeit und ihre halbe Periodenlänge habe einen Wert zwischen 2 und 3 sec. Die Auszählung geschah also so, daß die Zahl der Perioden ermittelt wurde, deren Amplitude in einem bestimmten Amplitudenintervall und deren halbe Periodenlänge in einem Zeitintervall liegt. Die Amplitudenintervalle betrugen 2 m/sec; die Zeitintervalle 1 sec.

Die Ergebnisse der Auszählung sind in Fig. 9a, b, c und d dargestellt. Da die Häufigkeit der Perioden in Abhängigkeit von Amplitude und halber Periodenlänge ausgezählt wurde, ist in allen vier Kurven die Amplitude als Parameter aufgetragen.

Fig. 9a gibt nun eine Verteilung der Perioden, deren Amplitude zwischen 0 und

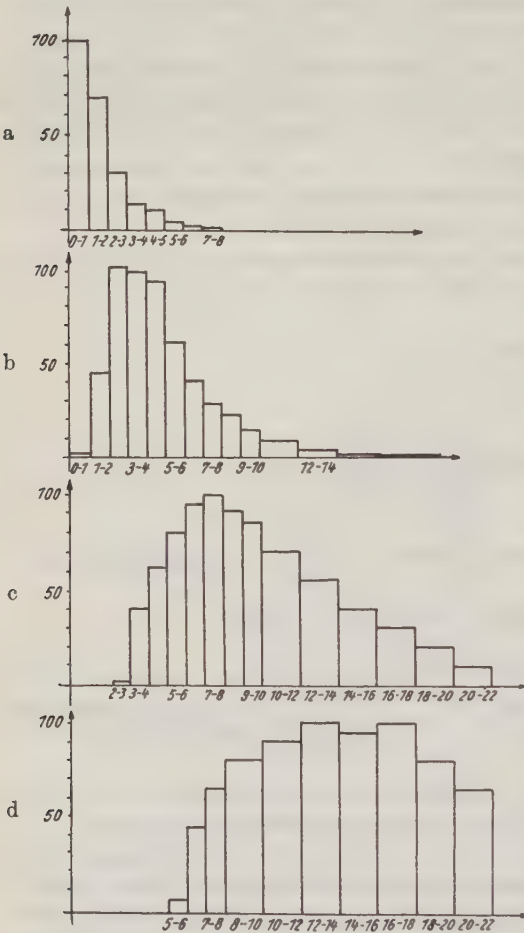


Fig. 9a, b, c, d.

Häufigkeitsverteilung der Perioden. Abszisse: Halbe Periodenlänge in Zeitintervallen (sec). Ordinate: Prozentuale Häufigkeit

2 m/sec liegt (Parameter 0 bis 2 m/sec), in Abhängigkeit von den Zeitintervallen, in denen die halbe Periodenlänge einzuordnen ist. Auf der Abszisse sind diese Zeitintervalle, auf der Ordinate die prozentuale Häufigkeit der Perioden, bezogen auf die am häufigsten vorkommenden, aufgetragen. Das erste Rechteck in Fig. 9a ist also proportional der Zahl der Perioden, deren Amplitude einen Wert

zwischen 0 und 2 m/sec erreicht und deren halbe Periodenlänge nicht größer als 1 sec ist. Ebenso sind die anderen Rechtecke zu deuten.

Fig. 9b zeigt dieselbe Häufigkeitsverteilung für den Parameter 2 bis 4 m/sec, also für alle Perioden, deren Amplitude einen Wert zwischen 2 und 4 m/sec erreicht. Auch hier ist die Häufigkeit der am meisten vorkommenden Perioden mit 100 bezeichnet worden. Die anderen Werte beziehen sich darauf. Fig. 9c gilt entsprechend für Amplituden zwischen 4 und 6 m/sec und Fig. 9d für Amplituden zwischen 6 und 8 m/sec.

Das Wandern des Maximums in den vier Kurven für höhere Amplituden nach längeren Perioden zeigt, daß bei kleinen Amplituden kleine Perioden am häufigsten sind, während bei großen Amplituden die großen Perioden überwiegen. Am wichtigsten für den Instrumentenbau ist jedoch die Tatsache, daß alle Perioden, die eine Amplitude zwischen 2 und 4 m/sec haben, praktisch erst mit einer halben Periodenlänge die größer als 1 sec ist, auftreten und daß für die noch höheren Amplituden die halben Periodenlängen nicht kleiner als 3 bzw. 5 sec sein können.

Fig. 10 zeigt nun die absoluten Zahlen der für die vier Maxima in den Kurven von Fig. 9 gemessenen Werte. Es ergibt sich, daß lange Perioden im Verhältnis zu den kürzeren sehr selten auftreten.

Für die Perioden einer Amplitude, die noch größer als 8 m/sec ist, konnte wegen der weniger ausgezählten Werte keine Häufigkeitsverteilung aufgestellt werden. Diese Werte (etwa 50 unter insgesamt 9000 ausgezählten Perioden) scheinen aber sehr gut in die Verteilungskurven von Fig. 9 hineinzupassen. Sie treten nicht unter einer halben Periodenlänge von 6 sec auf und ihr Maximum scheint noch breiter als das in Fig. 9d zu sein.

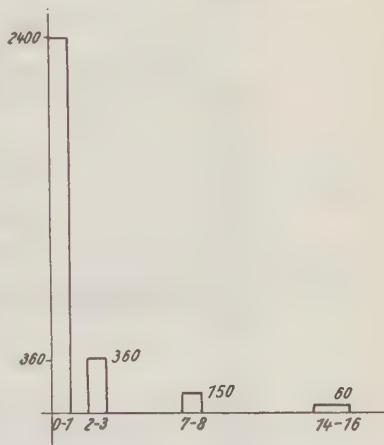


Fig. 10. Absolute Zahl der Perioden, die den Maxima in Fig. 9a, b, c, d zugrunde liegen

2. *Auswertung der Windstöße.* Auch bei der Auszählung der Windstöße sind die Grundgeschwindigkeiten unberücksichtigt gelassen worden. Unter der *Amplitude* eines Windstoßes soll nun die Differenz aus höchster Geschwindigkeit, die der Stoß erreicht, und Grundgeschwindigkeit verstanden werden (Fig. 8). Es ist nun für die Windstöße genau wie für die Perioden eine Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von Amplitude und Stoßdauer (Zeit des Windanstieges) gemacht worden. Da es wieder nicht möglich ist, beide Werte genau zu bestimmen, sind auch hier Amplituden- und Zeitintervalle gewählt worden, nach denen die Windstöße ausgezählt wurden. Die Amplitudenintervalle betragen wie bei den Perioden wieder 2 m/sec. Die Zeitintervalle sind dagegen kleiner gemacht worden, sie

betragen für Anstiegszeiten, die kleiner als 2 sec sind, 0.2 sec und für größere 0.5 sec. Da, wie später gezeigt wird, die kürzesten Windanstiegszeiten für den Instrumentenbau maßgebend sind, wurden dort die Intervalle sehr klein gemacht.

Die Ergebnisse der Auszählung sind in Fig. 11a, b, c und d dargestellt. Als Parameter ist wieder die Amplitude gewählt worden. Auf der Ordinate ist

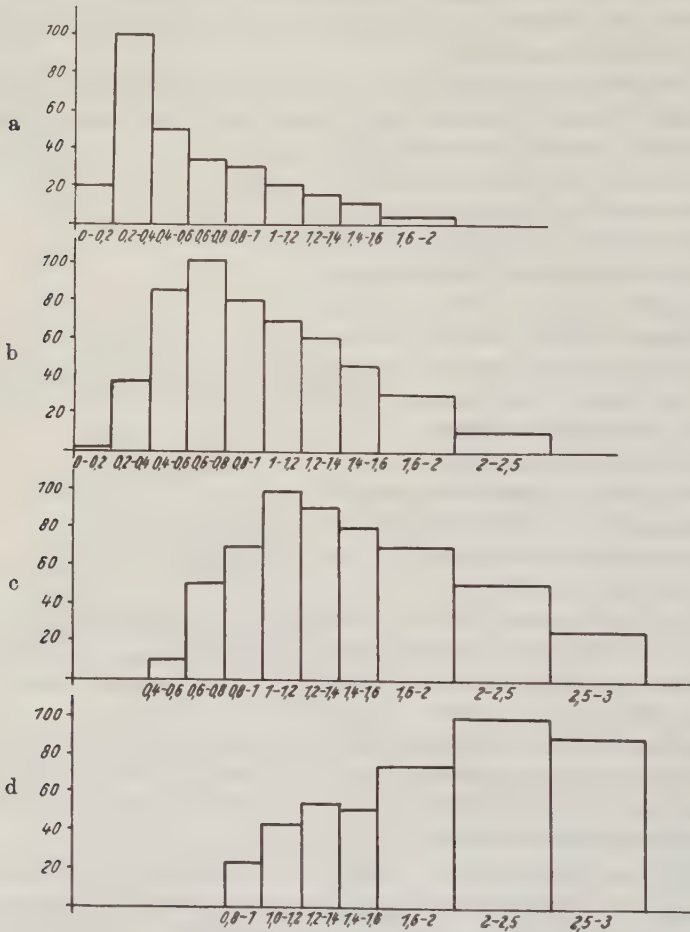


Fig. 11a, b, c, d. Häufigkeitsverteilung der Windstöße. Abszisse: Stoßdauer in Zeitintervallen. Ordinate: Prozentuale Häufigkeit

die prozentuale Häufigkeit der Windstöße, auf der Abszisse sind die Intervalle, in denen die Anstiegszeit liegt, aufgetragen. Für die einzelnen Kurven gilt dasselbe wie für die Kurven in Fig. 9, nur daß hier die Zeitintervalle kleiner sind.

Auch bei diesen Kurven zeigt sich, daß bei kleineren Stößen das Maximum rasch, bei großen dagegen langsamer erreicht wird. Wichtig ist ferner, daß die Stöße, die eine Amplitude von 2 bis 4 m/sec besitzen, erst nach 0.2 sec ihr Maximum erreichen, während die Stöße größerer Amplitude 0.4 bzw. 0.8 sec zur Erreichung des Maximums benötigen.

Aus Fig. 11a erhält man für das erste Zeitintervall eine mittlere Anstiegszeit von 0.1 sec für 1 m/sec, also eine maximale Beschleunigung von 10 m/sec<sup>2</sup>. Genau denselben Wert liefern auch die kleinsten Intervalle in Fig. 11b und c, während in 11d mit 7.8 m/sec<sup>2</sup> ein etwas kleinerer Wert erreicht wird.

In Fig. 12 ist dann noch die absolute Zahl der Windstöße, die den vier Maxima in Fig. 11 zugrunde liegt, aufgetragen. Insgesamt wurden rund 8500 Werte gemessen.

Die Stöße, die eine noch größere Amplitude als 8 m/sec erreichen, sind wegen ihrer geringen Zahl nicht mitgezeichnet. Aber auch sie kommen nicht in kleineren Anstiegszeiten als 1 sec vor.

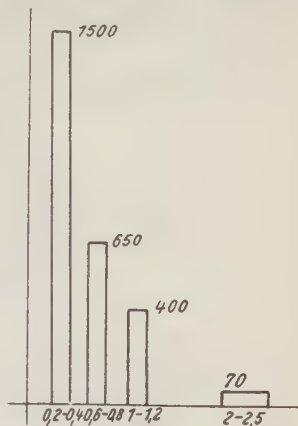


Fig. 12.  
Absolute Zahl der Windstöße, die für die Maxima in Fig. 11 a, b, c und d gezählt wurden

**III. Anwendung der Ergebnisse auf den Bau der Windmeßgeräte.** a) *Ergebnisse aus der Verteilung der Perioden.* Die Häufigkeitsverteilungskurven der Perioden zeigen (Fig. 9), daß unter Vernachlässigung der kleinen Amplituden (0.2 m/sec) die Windmeßgeräte Perioden von 2 sec an richtig wiedergeben müssen. Die Eigenfrequenz der Instrumente darf also nicht unter 0.5 sec<sup>-1</sup> liegen.

b) *Ergebnisse aus der Verteilung der Windstöße.* Die Resonanzkurven gelten nur für periodische Erregungen, sie dürfen also nicht ohne weiteres auf stoßförmige übertragen werden. Es liegt aber auch hier der Gedanke nahe, den Verlauf eines Stoßes durch Teile sinusförmiger Schwingungen verschiedener Amplitude und verschiedener Schwingungsdauer anzunähern. Der Windstoß kann dann als Überlagerung verschiedener periodischer Erregungen aufgefaßt werden. Es ergibt sich also die Forderung an die Instrumente, daß sie alle Perioden, durch die der Windstoß bis zu einem gewissen Genauigkeitsgrad angenähert wird, möglichst unverzerrt wiedergeben.

Nach der Theorie der erzwungenen Schwingungen [8] werden die Instrumente jede dieser erregenden Perioden mit einer Phasenverschiebung und einer Amplitudenverzerrung aufzeichnen. Nimmt man ferner an, daß vor Beginn des Windstoßes konstante Windgeschwindigkeit herrschte, daß also die Membran in Ruhe war, so werden sich jeder Periode noch Einschwingvorgänge, also Schwingungen mit der Eigenfrequenz des Instruments, überlagern. Diese können jedoch, wie



später erörtert werden wird, (V) so stark abgedämpft werden, daß sie in den kürzesten vorkommenden Anstiegszeiten schon zu unmerklicher Größe abgeklungen sind. Sie haben dann keinen großen Einfluß auf den Maximalwert der Windstöße. Unter der Voraussetzung, daß diese Einschwingvorgänge vernachlässigbar sind, werden also dann die Windstöße (vor allem die Spitzen, auf die es ja an-

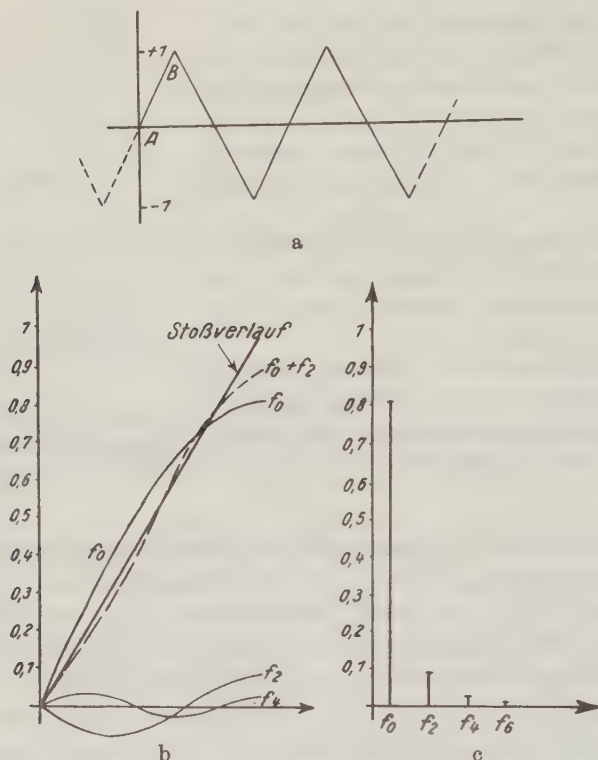


Fig. 13. Fourier-Analyse eines geradlinigen Winddruckanstieges. Der maximale Druck des Anstieges ist willkürlich 1 gesetzt worden. 13a. Analysierter Kurvenzug. 13b. Stück A—B von Fig. 13a vergrößert. Eingezeichnet sind die drei ersten Glieder der Fourier-Reihe  $f_0$ ,  $f_2$ ,  $f_4$  und die Summe von  $f_0$  und  $f_2$ . 13c. Spektrum der Analyse

kommt) genau genug wiedergegeben, wenn die Instrumente alle Perioden, die man zur Annäherung der Stöße braucht, amplituden- und phasengetreu aufzeichnen.

Die Amplituden und Zahl der Perioden, die man zur Annäherung braucht, können durch Fourier-Analysen berechnet werden. Es sind nun hier für die drei wichtigsten Formen der Windanstiege die Analysen durchgeführt worden und zwar für einen geradlinigen (Fig. 13), konkaven (Fig. 14) und konvexen (Fig. 15) Stoßverlauf. Für den geradlinigen Stoß ist eine Kurve  $p = a \cdot t$  ( $p$  = Druck,

( $t$  = Zeit,  $a = \text{const.}$ ), für den konkaven eine Kurve  $p = a \cdot t^2$  und für den konvexen die Form  $p = a \cdot \sqrt{t}$  zugrunde gelegt worden.

Da die Membran nur den Winddruck, nicht die Windgeschwindigkeit aufzeichnet und auch nur für diesen das lineare Kraftgesetz gilt, beziehen sich die Analysen alle auf den Druck.

Ferner lassen sich nur Funktionen, die sich in gewissen Zeitabständen wiederholen, also nur periodische Funktionen, in Fourier-Reihen entwickeln. Um nun

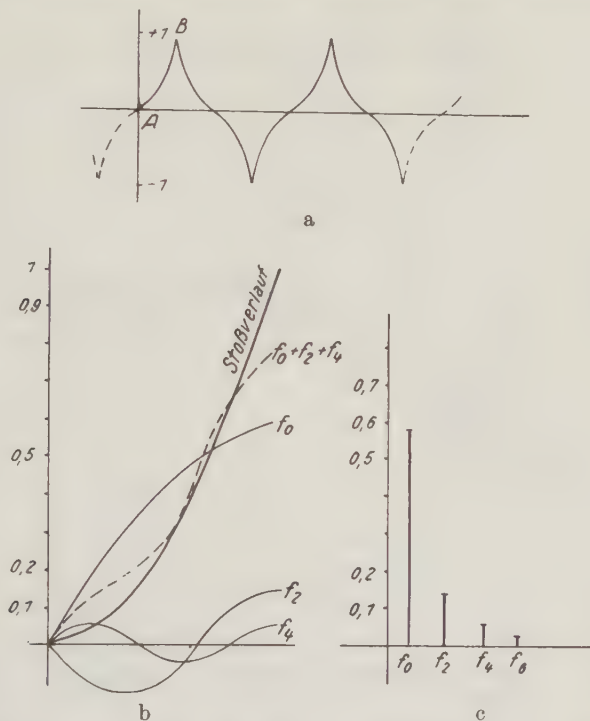


Fig. 14. Fourier-Analyse eines konkaven Windanstieges. Die maximale Druckamplitude des Anstieges ist willkürlich 1 gesetzt worden. 14a zeigt den analysierten Kurvenzug. 14b Stück A—B von Fig. 14a vergrößert. Eingezeichnet sind dort die drei ersten Glieder der Fourier-Reihe  $f_0$ ,  $f_2$  und  $f_4$  und ihre Summe (gestrichelt). 14c zeigt das Spektrum der Analyse

die Analyse durchführen zu können, muß der Verlauf des Windanstieges irgendwie zu einer Periode ergänzt werden. In der Wahl dieser Periode liegt eine große Willkür, denn es ergeben sich viele Möglichkeiten, die alle zu etwas verschiedenen Fourier-Reihen führen. Am genauesten würde noch die Ergänzung zu einer Periode, die sich von  $-\infty$  bis  $+\infty$  erstreckt, werden. Es würden dann die Einschwingvorgänge zu Beginn des Stoßes wegfallen. Aber die Zerlegung einer solchen Periode liefert ein kontinuierliches Spektrum, in dem also alle Frequenzen

von 0 bis  $\infty$  stecken. Hier kommt es aber gerade darauf an, den Verlauf des Windstoßes durch möglichst wenig Frequenzen anzunähern.

In Fig. 13a, 14a und 15a sind die hier analysierten periodischen Funktionen wiedergegeben. Der Maximalwert jeder Periode ist mit  $+1$  bzw.  $-1$  bezeichnet worden. Es fallen nun in den Analysen alle Cosinusglieder und alle Sinusglieder,

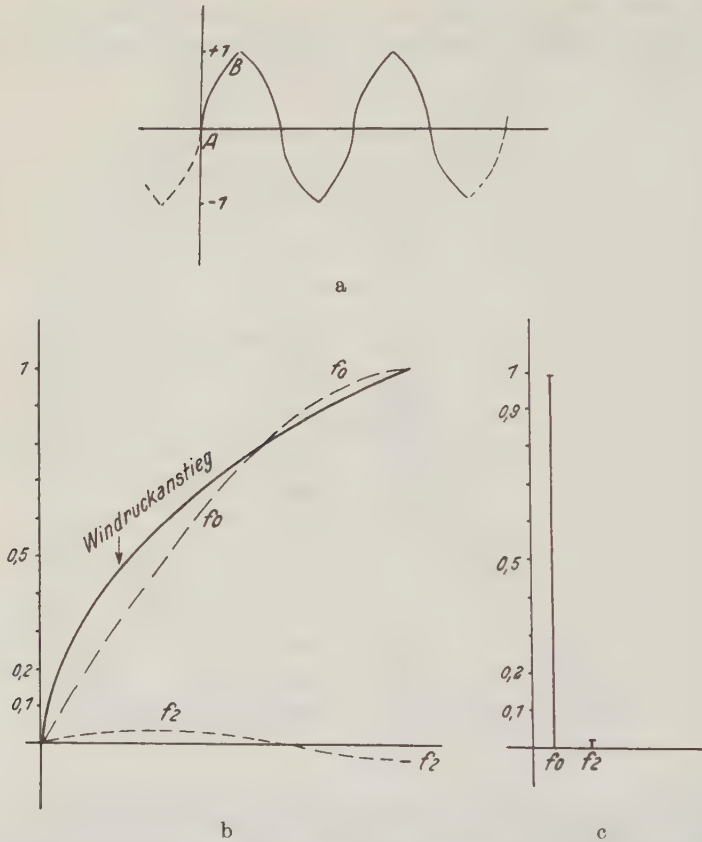


Fig. 15. Fourier-Analyse eines konvexen Windanstieges. 15a ist der analysierte Kurvenzug. 15b. Verlauf der beiden ersten Glieder der Fourier-Reihe im Intervall A—B. 15c. Spektrum der Analyse

deren Frequenz ein grades ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist, weg. Die Spektren der Analysen setzen sich also nur aus Sinusschwingungen zusammen, deren Frequenz ein ungerades ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist.

Für die Stoßaufzeichnung interessiert nun nur der Verlauf der Glieder der Fourier-Reihe während des Windanstieges (in Fig. 13a, 14a, 15a, also im Intervall A—B). Was hinter dem Anstieg kommt, ob dort der Wind den in den Fourier-Analysen zugrunde gelegten Verlauf annimmt, oder ob er dort vielleicht längere

Zeit die durch den Anstieg erreichte maximale Geschwindigkeit beibehält, ist völlig belanglos. Der Verlauf der Windgeschwindigkeit vor oder hinter dem Anstieg wurde nur zur Bestimmung der Koeffizienten der Fourier-Glieder gebraucht.

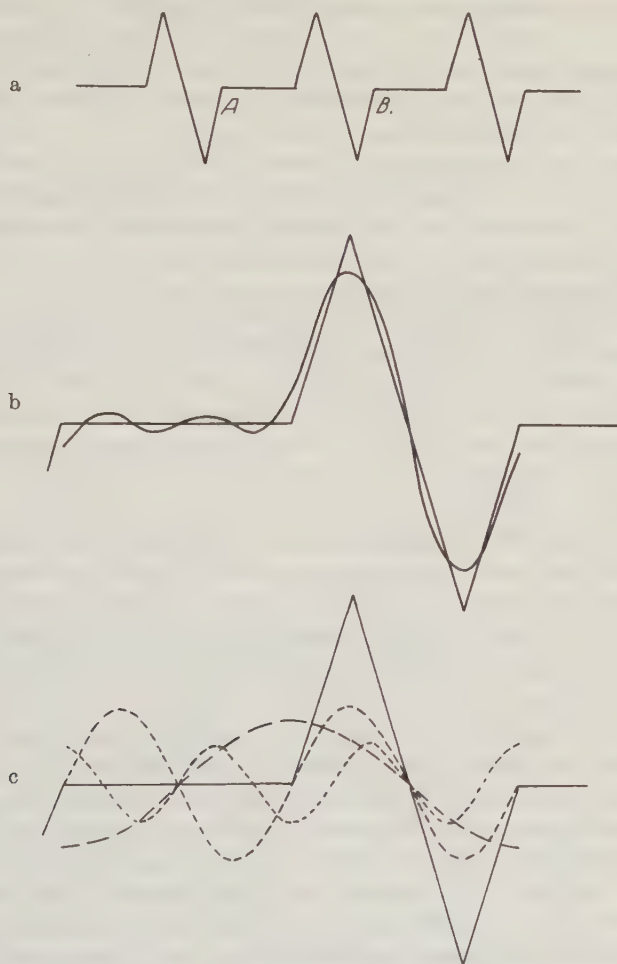


Fig. 16. Fourier-Analyse eines geradlinigen Windanstieges. 16a. Analysierte Funktion (ist im Intervall  $A-B$  periodisch). 16b. Die Periode zwischen  $A$  und  $B$  von Fig. 16a ist durch die Summe der drei ersten Glieder der Fourier-Reihe angenähert. 16c. Verlauf der drei ersten Glieder im Bereich der Periode

Bei der Wiedergabe der Windstöße kommt es vor allem darauf an, daß die Spitze des Windstoßes zur richtigen Zeit und mit ihrem richtigen Wert wiedergegeben wird. Der Verlauf der Windgeschwindigkeit hinter dem Stoß hat darauf überhaupt keinen Einfluß, der Verlauf vor dem Stoß, der den Einschwingvorgang bestimmt,



ist dadurch, daß dieser infolge der Dämpfung sehr rasch abklingt, auch nicht bedeutungsvoll.

Der Verlauf der Fourier-Reihe während der Windanstiegszeit ist in Fig. 13b, 14b, 15b für die jeweiligen Formen des Windstoßes dargestellt.  $f_0$  ist die Grundschwingung, deren Periodenlänge das Vierfache der Windanstiegszeit beträgt.  $f_2$  und  $f_4$  sind die zweite bzw. vierte Oberschwingung, mit einer Periodenlänge, die  $\frac{4}{3}$  und  $\frac{4}{5}$  mal so groß wie die Anstiegszeit ist. Die Spektren der Analysen sind in Fig. 13c, 14c, 15c dargestellt.

Es können die geradlinigen und konvexen Windanstiege mit einer Sinusschwingung, deren Periodenlänge viermal so groß wie die Anstiegszeit ist, bis auf das 0.81- bzw. 0.995fache ihres maximalen Druckanstiegs angenähert werden. Um bei den konkaven Formen ähnliche Werte zu erhalten, muß mindestens die zweite Oberschwingung zur Hilfe genommen werden.

Vernachlässigt man nun die ganz kleinen Windstöße, deren Amplitude 0 bis 2 m/sec beträgt (Fig. 11), so betragen die kürzesten Anstiegszeiten 0.2 sec. Den zweiten Oberschwingungen, die zur Annäherung noch gebraucht werden, kommt also eine kürzeste Periode von  $\frac{4}{3} \cdot 0.2 = 0.27$  sec zu. Die Instrumente müssen nun alle Perioden von  $\infty$  bis 0.27 sec, oder alle Frequenzen von 0 bis  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  wiedergeben. Die Eigenfrequenz der Instrumente darf also nicht kleiner als  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  sein.

In Fig. 16 ist der Winddruckanstieg zu einer anderen Periode ergänzt worden. Man erhält bei der Fourier-Zerlegung ganz andere Glieder, trotzdem ist das Ergebnis, wie Fig. 16b zeigt, von dem oben gewonnenen nicht verschieden. Auch hier kann man mit Perioden, deren Länge größer ist als das  $\frac{4}{3}$ fache der Windanstiegszeit, den maximalen Druckanstieg bis auf das 0.8fache annähern.

**IV. Dämpfung und Eigenfrequenz der Windmeßgeräte.** Man wird immer darauf bedacht sein müssen, die Eigenfrequenz der Instrumente so niedrig wie möglich zu machen, denn eine Erhöhung der Eigenfrequenz kann nur auf Kosten der statischen Empfindlichkeit erkaufte werden. Das konnte bei den verwendeten Instrumenten in Kauf genommen werden, denn die optische Registrierung gestattet fast beliebige Vergrößerungen der aufgezeichneten Windschwankungen. Bei einer mechanischen Registrierung ist das jedoch nicht möglich, denn eine Vergrößerung des Übertragungsmechanismus führt zu einer Vergrößerung der durch Reibung an der Schreibvorrichtung entstehenden Gegenkräfte. Ferner wird das Trägheitsmoment des schwingenden Systems größer und damit die Eigenfrequenz kleiner.

Es soll nun hier noch untersucht werden, wie groß die Dämpfung der Instrumente zweckmäßig sein wird, damit sie bei einer möglichst kleinen Eigenfrequenz den Bedingungen, die sich aus den Häufigkeitsverteilungen ergeben, genügen.

Um die Verhältnisse besser zu übersehen, gehen wir von der Differentialgleichung für erzwungene Schwingungen aus. Die folgende Diskussion dieser

Differentialgleichung und ihre Lösung findet sich grundsätzlich in jedem Lehrbuch der Schwingungslehre. Sie lautet:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\vartheta}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 = a_0 \cdot \sin \omega t$$

( $\vartheta$  = Dämpfungskonstante,  $\omega_0$  = Kreisfrequenz des ungedämpften Systems,  $a_0 \sin \omega t$  = periodische Erregung). Die Dämpfung ist hier proportional der Geschwindigkeit gesetzt. (Diese Annahme kann wohl auch in erster Näherung für die Membran gelten.)

Die Lösung der Differentialgleichung lautet:

$$x = A e^{-\frac{\vartheta}{2m}t} \cos(\bar{\omega}t - \gamma) + \varrho a \sin(\omega t - \varphi).$$

$A$  und  $\gamma$  sind Integrationskonstanten,  $\bar{\omega}$  = Kreisfrequenz des gedämpften Systems (sie kann für nicht zu große Dämpfungen =  $\omega_0$  gesetzt werden),

$$\varrho = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\vartheta^2 \omega^2}{m^2}}}$$

ist die Amplitudenverzerrung und  $\varphi$  die Phasenverschiebung, wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\vartheta \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) m}$$

ist.

Die Lösung setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Der erste Teil enthält eine nach einer  $e$ -Funktion abfallende Schwingung, die nach einiger Zeit vollkommen abgeklungen ist. Der zweite Ausdruck enthält die eigentliche Erregung, die mit einer Amplitudenverzerrung  $\varrho$  und einer Phasenverschiebung  $\varphi$  wiedergegeben wird.

Vorläufig soll hier nur das zweite Glied betrachtet werden. Sieht man einmal von der Phasenverschiebung  $\varphi$  ab, so wird die aufgezeichnete Schwingung dann mit der erregenden übereinstimmen, wenn  $\varrho$  für alle erregenden Frequenzen 1 wird.

In Fig. 17 ist nun  $\varrho$  für eine aperiodische Dämpfung (die dadurch gekennzeichnet ist, daß  $\bar{\omega} = 0$ ,  $\vartheta = 2 m \omega_0$  wird) in Abhängigkeit von  $n/n_0$  (Verhältnis von erregender Frequenz zur Eigenfrequenz) dargestellt. Aus der Figur ergibt sich, daß bei dieser Dämpfung das Verhältnis  $n/n_0$  sehr klein gemacht werden müßte, damit  $\varrho = 1$  würde. Es müßte also  $n_0$  viel größer als die größte erregende Frequenz  $n$  werden. Das soll aber aus den erwähnten Gründen gerade vermieden werden. Man wird also zweckmäßig keine aperiodische Dämpfung wählen.

In Fig. 18 ist dieselbe Kurve wie in Fig. 16 für eine halb so große Dämpfung ( $\vartheta = m \cdot \omega_0$ ) dargestellt.  $\varrho$  ist dort im Resonanzfalle noch 1. Man könnte also bei einer solchen Dämpfung die Eigenfrequenz gleich der höchsten aufzuzeichnenden, also gleich  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  machen. (Das kleine Maximum kann vernachlässigt

werden.) Bei noch kleineren Dämpfungen würde das Maximum zu groß werden. Man gibt nun praktisch statt der Dämpfung  $\vartheta$  das Verhältnis  $\tau$  zweier nach der-

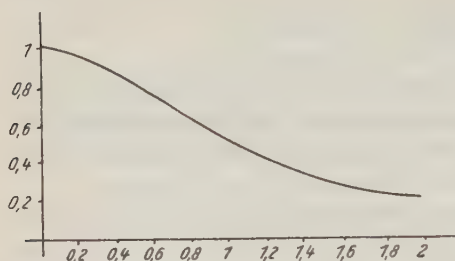


Fig. 17. Resonanzüberhöhung für aperiodische Dämpfung in Abhängigkeit von  $n/n_0$  (erregende Frequenz zu Eigenfrequenz)

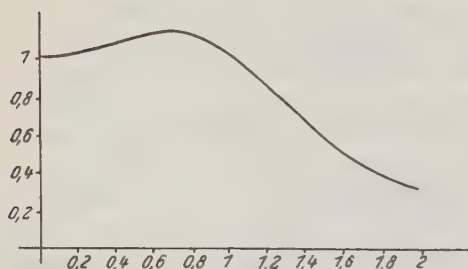


Fig. 18. Resonanzüberhöhung für die Dämpfung  $\ln \tau = \pi$  in Abhängigkeit von  $n/n_0$

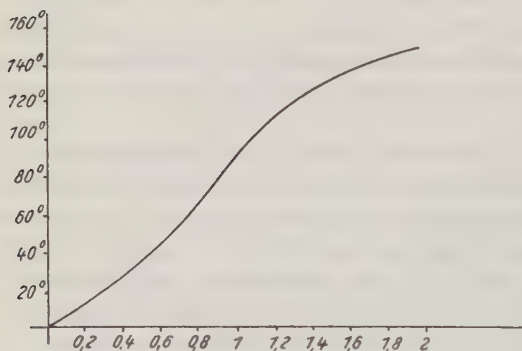


Fig. 19. Phasenverschiebung  $\varphi$  zwischen erregender und aufgezeichneter Frequenz in Abhängigkeit von  $n/n_0$ , für eine Dämpfung  $\ln \tau = \pi$

selben Seite aufeinanderfolgender maximaler Amplituden der freien gedämpften Eigenschwingung an. Für die Dämpfung in Fig. 18 ist dann:  $\tau = e^\pi$ ;  $\ln \tau = \pi$ . (Unter Berücksichtigung der Änderung der Eigenfrequenz wird  $\ln \tau = 1.16 \cdot \pi$  oder  $\tau = 36$ .)

Es treten nun aber zwischen der erregenden und der wiedergegebenen Schwingung Phasenverschiebungen  $\varphi$  auf. In Fig. 19 ist  $\varphi$  für die Dämpfung  $\ln \tau = \pi$  in Abhängigkeit von  $n/n_0$  dargestellt.

Wenn nun die Windstruktur in allen Einzelheiten wiedergegeben werden soll, müssen diese Phasenverschiebungen unbedingt vermieden werden, denn sie sind für alle Frequenzen verschieden. Wenn sie nicht größer als  $20^\circ$  werden dürfen, muß nach Fig. 19 das Verhältnis  $n/n_0 \leq 0.4$  werden. Es ergibt sich daraus eine Eigenfrequenz von etwa  $9 \text{ sec}^{-1}$ .

In den allermeisten Fällen wird man sich aber mit einer Wiedergabe der höchsten Windspitzen begnügen. In diesem Falle können die Phasenverschiebungen vernachlässigt werden, denn ihre störende Wirkung hängt ja davon ab, daß sie für alle Frequenzen verschieden sind. Die Windstöße können aber meist (bis auf die konkaven Anstiege) durch eine einzige Frequenz angenähert werden.

**V. Untersuchung der Einschwingvorgänge.** Bei jeder Änderung der Amplitude oder Frequenz der erregenden Schwingung treten nun Einschwingvorgänge auf. Sie sind durch das erste Glied der Lösung der Differentialgleichung gekennzeichnet. Bei den vollkommen unregelmäßigen Windschwankungen, die nur durch halbe Perioden stets wechselnder Amplitude und Frequenz angenähert werden können, müssen diese Einschwingvorgänge mindestens bei jedem Stoßbeginn auftreten. Es soll nun hier untersucht werden, ob sie bei der berechneten Eigenfrequenz und Dämpfung zu vernachlässigen sind. Es kommt vor allem darauf an, daß die maximale Amplitude  $a$  der Erregung nicht zu sehr beeinflußt wird. Der Wert des ersten Teiles der Lösung

$$E = A e^{-\frac{\gamma}{2m}t} \cos(\bar{\omega}t - \gamma)$$

muß also nach jedem Windanstieg schon so stark abgeklungen sein, daß er die Amplitude des Stoßes nicht merklich verändert.

Die Integrationskonstanten  $A$  und  $\gamma$  ergeben sich aus den Anfangsbedingungen [7]. Da es bei den Windaufzeichnungen nicht auf die Grundgeschwindigkeit ankommt, ist bei jedem Stoßbeginn  $x = 0$ , ebenso  $v = \frac{dx}{dt} = 0$  zu setzen.

Es müssen also  $A$  und  $\gamma$  so bestimmt werden, daß

1. beide Glieder der Lösung für  $t = 0$  zusammen 0 ergeben;
2. die ersten Differentialquotienten für  $t = 0$  ebenfalls 0 ergeben.

Aus den beiden Bedingungen kann  $A$  berechnet werden. Es ergibt sich:

$$A = a \varrho \cdot \frac{\omega}{\bar{\omega}} \approx \varrho \cdot a \cdot \frac{n}{n_0}.$$

$\varrho$  soll nicht wesentlich von 1 verschieden sein. Ferner ist  $n/n_0 \leq 1$ .

$A$  ist also dann stets kleiner oder gleich  $a$ . Für  $E$  ergibt sich dann:

$$E \leq a \cdot e^{-\frac{\gamma}{2m}t}.$$

Setzt man die Dämpfung von Fig. 18 ( $\vartheta = m \cdot \omega_0$ ) und eine Eigenfrequenz von  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  ein:

$$E \leq a \cdot e^{-11.5 \cdot t},$$

so ist für  $t = 0.2 \text{ sec}$ ,  $E \leq 0.1 a$ ; für  $t = 0.5 \text{ sec}$ ,  $E \leq 0.003 a$ ; für  $t = 1 \text{ sec}$ ,  $E \leq 0.0001 a$ . Der Einschwingvorgang hat also auf den Maximalwert der Windstöße keinen nennenswerten Einfluß.

**Zusammenfassung.** 1. Im Geophysikalischen Institut in Göttingen wurde ein Windmeßinstrument gebaut, dessen Eigenfrequenz so hoch lag, daß auch die schnellen Windschwankungen und Windstöße weitgehend verzerrungsfrei wiedergegeben werden.



Mit diesem Instrument wurden Windregistrierungen durchgeführt, aus denen die Frage beantwortet werden sollte, wie hoch die Eigenfrequenz der Windmeßinstrumente mindestens sein muß, damit eine genügend verzerrungsfreie Aufzeichnung zustande kommt.

2. Es wurden die Windschwankungen durch halbe Perioden verschiedener Amplituden und Periodenlänge angenähert und eine Häufigkeitsverteilung dieser Perioden aufgestellt. Aus dieser Verteilung ergab sich die Forderung, daß die Instrumente Frequenzen von 0 bis  $0.5 \text{ sec}^{-1}$  wahrheitsgetreu wiedergeben müssen.

3. Um auch die höchsten Spitzen des Windes zu erfassen, wurde eine Häufigkeitsverteilung der Windstöße aufgestellt. Alle Anstiege konnten mindestens bis auf das 0.8fache ihrer maximalen Druckamplitude mit Perioden, deren Länge 4 und  $\frac{4}{3}$  mal so groß wie die Anstiegszeit ist, angenähert werden. Aus den Häufigkeitsverteilungen der Windstöße ergab sich, daß zur Wiedergabe der höchsten Windspitzen Frequenzen von 0 bis  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  von den Instrumenten aufgezeichnet werden müssen.

4. Wenn von den Instrumenten nur die Windspitzen verlangt werden, kommt man mit einer Eigenfrequenz von  $3.7 \text{ sec}^{-1}$  aus. Das Dämpfungsverhältnis wählt man dann am besten so, daß  $\ln \tau = \pi$  wird. Soll die Windstruktur mit allen Einzelheiten wiedergegeben werden, so muß die Eigenfrequenz bei derselben Dämpfung ungefähr  $9 \text{ sec}^{-1}$  betragen.

5. Die Einschwingvorgänge sind bei dieser Dämpfung zu vernachlässigen.

6. Die Häufigkeitsverteilung der Perioden zeigt, daß zu großen Amplituden auch große Perioden gehören. Ferner ergibt sich für jede Amplitude eine kürzeste vorkommende Periodenlänge. Letztere wird mit wachsender Amplitude größer. Dasselbe gilt für die Windstöße.

Am Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. Angenheister für die wertvollen Anregungen zu dieser Arbeit und Herrn Dr. Suckstorff für seine ständige Hilfe danken.

#### Literatur

- [1] Meteorol. Zeitschr. **52**, 151 (1935).
- [2] Kleinschmidt: Handb. d. met. Instrumente.
- [3] Zeitschr. f. Geophys. **12**, 173 (1936).
- [4] Ebenda **11**, 382 (1935).
- [5] Müller-Pouillet's Lehrb. d. Phys. **1**, III. Teil, 11. Aufl., S. 396.
- [6] Zeitschr. f. Geophys. **11**, 103 u. 362 (1935).
- [7] Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, Heft 26.
- [8] Lorentz, Joos, Kaluza: Math. f. d. Praktiker.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1938.

## Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten

Von G. Angenheister, Göttingen. — (Mit 10 Abbildungen)

Am W-Rande des Pritzwalker Massivs und am NW-Rande der unterirdischen Fortsetzung des Flechtinger Höhenzuges besteht in bestimmten Profilen eine enge Beziehung zwischen Meereshöhe  $h$  der Oberfläche und Störungsbetrag  $\Delta g''_0$  der Schwere. Die störenden Massen, die sich hier in der Meereshöhe der Oberfläche abbilden, liegen wenige Kilometer tief.  $\Delta g''_0/h$  beträgt rund  $1/2$  mgal/m.

$h$  = Meereshöhe,  $g$  = Schwerebeschleunigung an der Feldstation,  $g_0 = g$  reduziert auf Meeresniveau,  $g_0 = g + 0.0003086 h$ ,  $g''_0 = g_0$  reduziert auf Anziehung der Gesteinsplatte zwischen Station und Meeresniveau,  $\gamma_0$  = normaler Teil der Schwerkraft im Meeresniveau nach Helmert.

Bei der Erklärung der Reduktion von Schweremessungen\*) konnte ich zeigen, daß nach Reduktion auf Meeresniveau und nach Abzug der anziehenden Wirkung der zwischen Beobachtungsort und

Meeresniveau liegenden Gesteinsplatte (nach Bouguer) in bestimmten Meßgebieten (z. B. Pritzwalker Massiv) noch eine lineare Beziehung zwischen  $\Delta g''_0$  und der Meereshöhe  $h$  zurückbleibt (Fig. 1).  $\Delta g''_0$  steigt im Mittel um 0.67 mgal pro Meter Erhebung; das ist fast das Siebenfache der Bouguerschen Reduktion und mehr als das Doppelte der Höhenreduktion, die beide schon angebracht sind, und wie die Tabelle der angezogenen Veröffentlichung [1] zeigt, auch im richtigen Sinne und Betrage. (Man braucht dazu nur Stationen gleicher Breite zu vergleichen.)

Bei näherer Verfolgung dieser Beziehung zeigte sich in bestimmten Profilen eine derart nahe Beziehung zwischen  $h$  und  $\Delta g''_0$ , daß ein enger Zusammenhang besonderer Art zwischen Störungsmasse und Oberflächenform bestehen muß. Es macht hierbei nur geringen Unterschied, ob  $\Delta g''_0 = g''_0 - \gamma_0$  oder  $\Delta g_0 = g_0 - \gamma_0$  als Funktion von  $h$  dargestellt wird. Benutzt man die unreduzierten Werte  $g$ , so ergibt sich für  $g - \gamma_0$  nur 0.47 mgal Zunahme für 1 m Höhenzunahme,

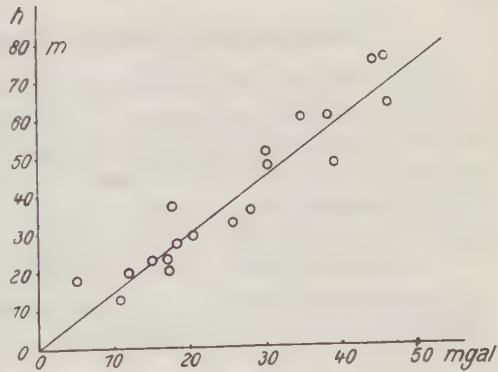


Fig. 1.  $\Delta g''_0 = g''_0 - \gamma_0$  als Funktion der Meereshöhe  $h$  für alle Stationen zwischen  $\varphi = 52^\circ 56.1$  und  $53^\circ 14.8$ ,  $\lambda = 10^\circ 52'$  und  $12^\circ 38'$  (Pritzwalker Massiv)

\*) Vorlesung W.-S. 1936/37.

denn  $g''_0 - g = 0.2 h$  mgal. Bei anderen Profilen ist dieser Zusammenhang nur streckenweise deutlich oder fehlt ganz.

Bei den Eisdickenmessungen des Göttinger Geophysikalischen Instituts mit Hilfe des *seismischen* Reflexionsverfahrens ergab sich, daß sich in der Oberfläche des Eises die Unebenheiten des Gletscherbettes abbilden, selbst bei 300 m Eisdicke und mehr [2].

H. Reich [3] konnte an der *magnetischen Anomalie* in der Prignitz zeigen, daß die Verbreitung und Lagerungsform der tertiären Schichten, die Anordnung der Endmoränen und Seen glazialen Ursprungs und auch die Richtung eines Seenzuges und fließender Gewässer in irgendeiner Beziehung zu den magnetisch nachgewiesenen Körpern stehen müssen. Nach seismischen Messungen von O. Barsch und H. Reich [5] liegt die Kreideoberkante in diesem Störungsgebiet schon bei 215 bis 234 m Tiefe, während nach Bohrungen 40 km westlich und 70 km östlich das Tertiär tiefer als 600 bzw. 545 m reicht.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie sich in bestimmten Fällen die Störungskörper des *Schwerfeldes* in der Meereshöhe der Erdoberfläche über ihnen abbilden. Dabei wird versucht, aus den Schweremessungen die Tiefenlage des Störungskörpers angenähert zu berechnen.

## 1. Zusammenhang zwischen Meereshöhe und Schwerewerten

Die Störungen des Schwerfeldes werden angegeben in  $\Delta g''_0 = g''_0 - \gamma_0$ . Die Werte sind den angezogenen Veröffentlichungen entnommen. Dasselbe gilt für die Meereshöhe  $h$  des Meßortes; wo diese in den Veröffentlichungen fehlen, sind sie den Karten 1 : 100 000 oder den Meßtischblättern 1 : 25 000 entnommen. Da die Meßorte nicht immer genügend genau angegeben waren, können hierdurch geringe Fehler in  $h$  unterlaufen sein.

Es wurden folgende Profile untersucht: Zur Ermittlung des Zusammenhanges zwischen  $h$  und  $\Delta g''_0$  die Profile I bis V; zur Berechnung der Tiefe des Störungskörpers waren nicht alle Profile I bis V geeignet. Hierzu wurde Profil Ia, Ib, IIa, und IIIa benutzt.

**1. Pritzwalker Massiv (Prignitz)** (Fig. 2). Die Daten sind entnommen: Lit. [1], S. 87, Profile I und II. Länge von  $\lambda = 101^\circ/2$  bis  $131^\circ/2$ .

*Profil I, Nordrand* (Fig. 3), mittlere Breite etwa  $59^\circ 17'$ . Benutzt wurden die Stationen Nr. 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 90, 91, 92, 93, 94, die Station 89 lag zu weit westlich. Das Profil wurde noch für  $\Delta g''_0$  bis  $\lambda = 130^\circ 20'$  nach Osten verlängert auf Grund der Isogammen der Karte der Bouguerschen Schwereanomalien in der angezogenen Veröffentlichung.

*Profil Ia* liegt NW-SO, es soll die Isogammen senkrecht schneiden und auch die Längserstreckung des Störungskörpers, soweit bei ihm eine Längserstreckung vorliegt. Benutzt wurden Nr. 105, 98, 94, 84, 78. Das Profil ist über diese Stationen für  $\Delta g''_0$  nach SO verlängert bis zur Isogamme  $\Delta g''_0 = 20$  mgal.

*Profil Ib* (Fig. 9), von WNW nach OSO. Benutzt wurde Nr. 82, 79, 75, 81, 80, 76, 78.

*Profil II* Südrand (Fig. 4), mittlere Breite etwa  $53^{\circ} 5'$ . Benutzt wurden die Stationen Nr. 61, 62, 63, 65, 66, 67, 68, 69, 70. Die Station Nr. 64 lag zu weit westlich. Das Profil wurde ebenso wie Profil I für  $\Delta g''_0$  bis  $\lambda = 13^{\circ} 20'$  nach Osten verlängert.

Zu *Profil IIa* (Fig. 9) wurden nur Stationen von sehr nahe gleicher Breite  $\lambda = 53^{\circ} 3'.4$  bis  $5'.6$  verwendet, Nr. 72, 66, 67, 70, 68, 69.

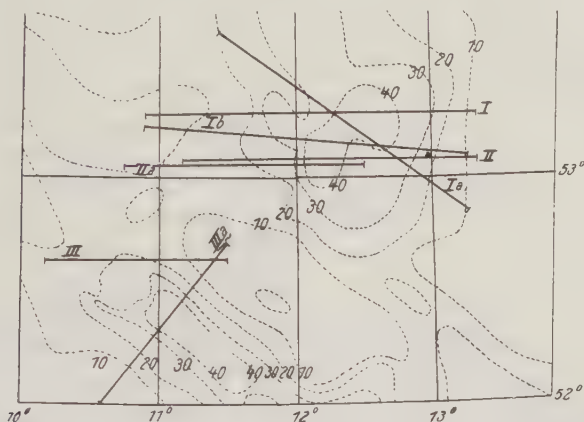


Fig. 2. Linien gleicher Schwerestörung  $\Delta g''_0$  von 10 zu 10 mgal für  $\lambda = 10^{\circ}$  bis  $14^{\circ}$  und  $\varphi = 52^{\circ}$  bis  $54^{\circ}$ . (Prignitz und Flechtinger Höhenzug)

**2. Flechtinger Höhenzug.** Die Daten stammen aus Lit. [1]. *Profil III* (Fig. 5) am Nordrand des Flechtinger Höhenzuges von W nach O. Benutzt wurden die Stationen Nr. 40, 43, 46, 47, 48, 49, 51.

*Profil IIIa* (Fig. 10) von SW nach NO senkrecht zu den Isogammen. Benutzt wurden Nr. 1, 6, 23, 30. Das Profil wurde nach SW bis Schladen, nach NO bis zur Isogamme  $\Delta g''_0 = 10$  mgal verlängert.

Beim *Profil IV* (Fig. 7) sind die Werte von  $\Delta g''_0$  dem Propagandaheft der Seismos Hannover entnommen (S. 47). Sie beruhen auf Messungen, die mit dem Thyssen-Gravimeter ausgeführt worden sind. Die zugehörigen Meereshöhen sind der Karte 1 : 100000 entnommen.

**3. Salzhorste von Volkenssen—Kalbe.** *Profil V* (Fig. 8). Die Werte für  $\Delta g''_0$  und die Meereshöhe wurden wie bei Profil IV entnommen.

#### Zu Profil I—V, Fig. 3—8.

Im Profil I ist der Zusammenhang zwischen  $h$  und  $\Delta g''_0$  nur in großen Zügen vorhanden, rund 0.45 mgal Zunahme in  $\Delta g''_0$  für 1 m Höhenzunahme. In Einzelheiten ist der Verlauf mehrfach entgegengesetzt. Im Profil II und III ist der Zusammenhang dagegen auch in Einzelheiten fast immer vorhanden. Wie genau



dies tatsächlich erfüllt ist, zeigt Fig. 6, die für das Profil III  $\Delta g''_0$  als Funktion von  $h$  darstellt. Die Funktion ist linear. Aus dieser Geraden können für das Profil über 46 km weit die Werte von  $\Delta g''_0$  aus den Werten von  $h$  mit einem maximalen

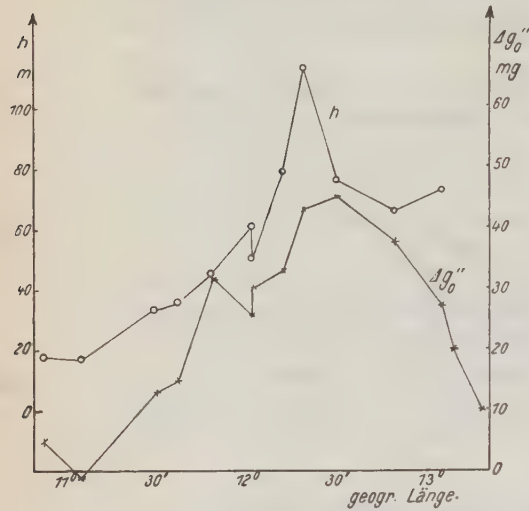


Fig. 3.  $\Delta g''_0$  und  $h$  im Profil I am Nordrand des Pritzwalker Massivs. Mittlere Breite  $53^\circ 17'$

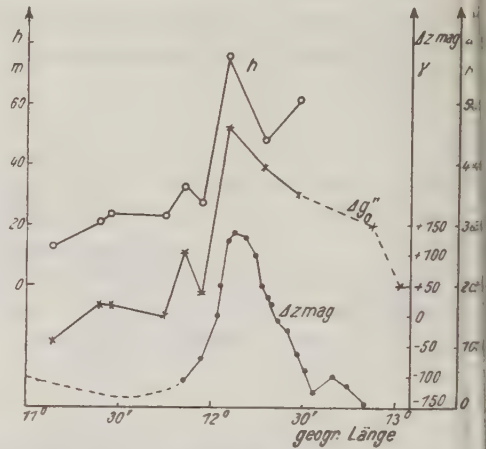


Fig. 4.  $\Delta Z$  (mag.),  $\Delta g''_0$  und  $h$  im Profil II am Südrand des Pritzwalker Massivs. Mittlere Breite  $53^\circ 5'$

Fehler von nur  $\pm 2$  mgal und einem mittleren Fehler von weniger  $\pm 1$  mgal entnommen werden.  $\Delta g''_0$  wächst pro Meter Höhenzunahme um 0.43 mgal. Im Profil II beträgt die Zunahme von  $\Delta g''_0$  rund 0.55 mgal pro Meter Höhenzunahme. Im Profil IV ist der Gang von  $\Delta g''_0$  und  $h$  in der ersten Hälfte des Profils (1 — 11)

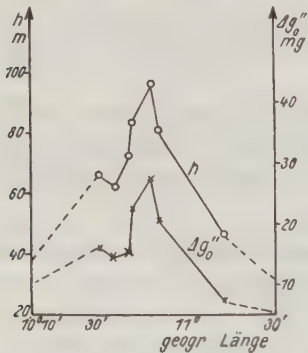


Fig. 5.  $\Delta g''_0$  und  $h$  im Profil III am Nordrand des Flechtinger Höhenzuges. Mittlere Breite  $52^\circ 38'.5$

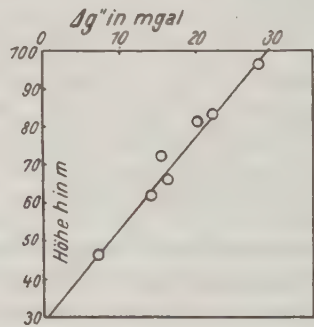


Fig. 6.  $\Delta g''_0$  als Funktion von  $h$  im Profil III. (Flechtinger Höhenzug)

angenähert parallel und beträgt im Mittel 0.6 mgal Zunahme pro Meter Höhenzunahme. In der zweiten Hälfte des Profils ist der Gang (11 — 15) zunächst entgegengesetzt. Ungefähr in der Mitte des Profils findet eine Senkung des Geländes statt, mitten über der Schwerestörung, in offensichtlichem Zusammenhang mit

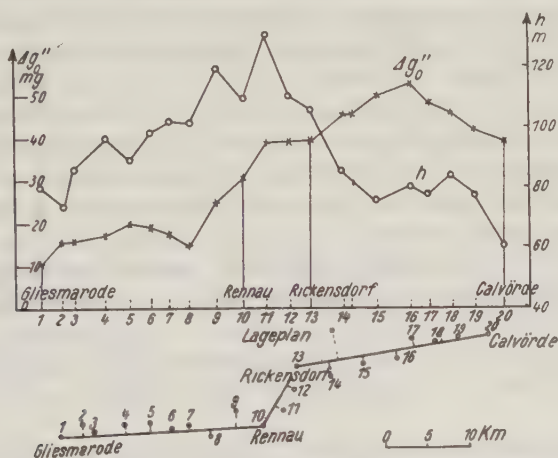


Fig. 7.  $\Delta g_0''$  und  $h$  im Profil IV durch den Flechtinger Höhenzug.  
Mittlere Breite  $52^\circ 20'$

dem schnellen Wechsel der geologischen Schichten von der Trias zum Diluvium. Die Mulde in  $h$  bei Station 15 entspricht der Geländesenkung durch Auslaugung des Salzes unter dem Allertalgraben; das Wiederansteigen in  $h$  bei 16 und der Höchstwert von  $\Delta g_0''$  dort dem Hochkommen des Rotliegenden. Im Profil V

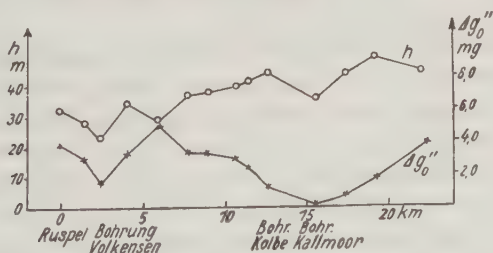


Fig. 8.  $\Delta g_0''$  und  $h$  im Profil V Volkenssen—Kalbe

über den Salzhorsten von Volkenssen—Kalbe scheint der Gang von  $\Delta g_0''$  und  $h$  im ganzen eher spiegelbildlich zu sein. Es entspricht im Mittel einer Abnahme von  $\frac{1}{4}$  mgal eine Zunahme der Höhe um 1 m. Im einzelnen ist jedoch der Wert von  $\Delta h$  über der Mitte der Salzhorste niedriger als in der Umgebung, gerade als ob der Boden über der Mitte der Salzhorste abgesackt sei, in Fig. 8 bei 2.5 und 15 km etwa durch Auslaugung oder Pressung infolge nachträglicher, z. B. eiszeitlicher Belastung..

## 2. Tiefe der Störungskörper

Zum besseren Verständnis des deutlich ausgesprochenen Zusammenhanges zwischen  $h$  und  $\Delta g''_0$  im Profil II und III ist eine auch nur angenäherte Angabe über die Tiefenlage der Störungskörper der Schwereanomalie schon recht wichtig. Auf Grund der mir vorliegenden Beobachtungsdaten sind solche Angaben jedoch nur recht unsicher möglich. Immerhin soll eine angenäherte Bestimmung der Tiefenlage versucht werden. Zu diesem Zwecke sind die zusätzlichen Profile von  $\Delta g''_0$  gezeichnet worden, von denen Ia und IIIa möglichst senkrecht zu den Isogammen verlaufen und die Anomalie als Ganzes schneiden. Auch ist der Verlauf der Gradienten abgeleitet, und aus ihm ist dann angenähert die Tiefenlage des Störungskörpers bestimmt.

Im Profil Ia steigt  $\Delta g''_0$  sowohl von der NW- wie von der SO-Seite kommend um einen pro km sehr nahe konstanten Betrag an. Der NW-Seite würde dem ein konstanter Gradient  $G$  von rund  $4 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-2} = 4 E$  entsprechen, der SO-Seite ein Gradient von  $6 E$ . Der Böschungswinkel einer schiefen Stufe kann aus  $G$  berechnet werden. Er beträgt für die NW-Seite fast  $2^\circ$ , für die SO-Seite  $3^\circ$ .

Die Anomalie erhebt sich aus einem Niveau von 10 mgal bis zu 45 mgal auf einer Strecke im NW von rund 100 km, im SO von 50 km. Dem Bild des Verlaufes von  $\Delta g''_0$  entspricht roh angenähert eine sehr flache Antiklinale, die von NW unter  $2^\circ$ , von SO unter  $3^\circ$  ansteigt und eine Höhe von im Mittel 3 km erreicht. Der Maximalwert von  $\Delta g''_0 = 45 \text{ mgal}$  über einem Niveau von 10 mgal führt für eine ebene horizontale Platte von der Dichtedifferenz 0.3 gegenüber dem Nachbargestein im gleichen Niveau zu einer Plattendicke von gleichfalls rund 3 km. Über die Tiefe der Oberkante der Antiklinale läßt sich aus diesem Bild kaum etwas einigermaßen Sicheres aussagen.

Profil Ib (Fig. 9) ist von WNW nach OSO möglichst genau durch die Stationen Nr. 82, 79, 75, 81, 80, 76, 78 gelegt und bis  $\lambda = 13^\circ 20'$  verlängert. Es schneidet die Isogammen zwar nicht genau senkrecht, besonders am Westrand nicht. Doch ist ihr Verlauf dort unsicher und stark bewegt. Der Fehler, der dadurch in der Ableitung des Gradienten entsteht, kann bei der allgemeinen Unsicherheit des Verfahrens wohl vernachlässigt werden. Wichtiger für die Auswahl des Profils ist wohl, möglichst viele vermessene Stationen im Profil zu vereinigen. Der Verlauf von  $\Delta g''_0$  und  $G$  in diesem Profil Ib entspricht in roher Annäherung dem Verlauf über einer schwach geneigten, ebenen Platte, die von Westen nach Osten ansteigt, oder einem flachen Keil, dessen Spitze im Westen liegt. Nimmt man an, daß die Anomalie und damit die Platte bzw. der Keil sich NS etwa doppelt soweit erstreckt wie WO, so kann man ohne allzu große Fehler diese Störungskörper als zweidimensional ansehen. Bei Verwendung des logarithmischen Potentials kommt man dann zu einfachen Formeln für die Tiefe [4]. Doch muß bei schiefer Platte und Keil Gradient und Krümmungsgröße gegeben sein. Da hier nur der Gradient aus den Messungen folgt, muß man sich mit der Annäherung

durch eine horizontal liegende Platte begnügen. Der Fehler beträgt bei schwacher Neigung wenige Prozent [4].

Um nun doch ein Urteil über die Neigung der Platte zu erhalten, soll ihre West- und Ostseite getrennt, jede als senkrechte Stufe behandelt werden.

Zulässig sind diese Vereinfachungen, wenn die Länge und Breite der Platte etwa das Zehnfache der Dicke und Dreifache der Tiefe beträgt. Dies ist hier wohl angenähert erfüllt.

Es sei:  $T$  und  $t$  = Tiefe der Unter- und Oberkante der senkrechten Stufe.  $T - t$  = Höhe der Stufe.  $G_m$  = Höchst- oder Tiefstwert des Gradienten; sie liegen über den beiden lotrechten Kanten der Stufe.  $x_{1/2}$  = Abstand der Stelle, an der der Gradient den halben Wert seines Höchstwertes bzw. Tiefstwertes annimmt, vom Abfall der Stufe gerechnet.  $\Delta \rho$  = Dichteunterschied der Platte gegen das umgebende Gestein.  $k$  = Gravitationskonstante.  $\Delta g$  = Schwereunterschied zweier weit von dem Kantenabfall entfernter Stationen im selben Profil ( $\Delta g''_{\max} - \Delta g''_{\min}$ ).

$$T - t = \frac{\Delta g}{2k\pi\Delta\rho} \quad (1)$$

$$\ln \frac{T}{t} = \frac{G_m}{2k\Delta\rho} \quad (2)$$

$$(x_{1/2})^2 = tT \quad (3)$$

Westseite:  $\Delta g = 41.5$  mgal;  $G_m = 7.4 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ ;  $x_{1/2} = 23$  km,

Ostseite:  $\Delta g = 41.5$  mgal;  $G_m = 12.5 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ ;  $x_{1/2} = 13$  km.

$\Delta \rho$  wurde = 0.3 angenommen.

Da die Lage des Halbwertes von  $G_m$  recht unsicher ist, wurde Gleichung (1) und (2) zur Bestimmung von  $T$  und  $t$  und Gleichung (3) zur Kontrolle verwendet.

	Aus (1) und (2)			Aus (2) und (3)		
	km			km		
	$T-t$	$T$	$t$	$T-t$	$T$	$t$
Ostseite:	3.3	12.3	9.0	3.2	15.2	11
Westseite:	3.3	19.6	16.3	4	25	21

Die Platte liegt danach im Osten bei  $\lambda = 13^\circ$  etwa 9 km tief, im Westen bei  $\lambda = 11^\circ 45'$  etwa 16 km tief. Ihre Dicke beträgt  $3\frac{1}{2}$  km. Die Tiefe erscheint recht groß. Sie steigt von Westen nach Osten auf 70 km um 7 km unter einem Böschungswinkel von  $7^\circ$  an. Die Annäherung an die wirklichen Verhältnisse ist natürlich recht grob. Eine flache Antiklinale mit geringem Böschungswinkel von einigen Graden im Westen und Steilabfall im Osten mit einer Sprunghöhe von 3 bis 4 km wird den tatsächlichen Verhältnissen näherkommen. Die Erstreckung  $\lambda = 11\frac{3}{4}$  bis  $13^\circ$  scheint jedoch sicher zu sein. Bemerkenswert ist, daß nahe an diesem steilen Abfall im Osten die Westgrenze der eiszeitlichen Endmoräne liegt.



Um die Rechnung zu ermöglichen, mußte angenommen werden, daß die Anomalie durch eine einzige Platte abweichender Dichte (z. B.  $\Delta \rho = 0.3$ ) verursacht ist. Tatsächlich aber sind unter der Anomalie nicht nur altes Gestein, vielleicht kristalline Blöcke in Hochlage, sondern auch die darüberliegenden Gesteine jüngerer Schichten sind hochgelegt und tragen zur Schwereanomalie bei, z. B. wie seismische Messungen [5] zeigen, die Kreide. Der hier dargestellte

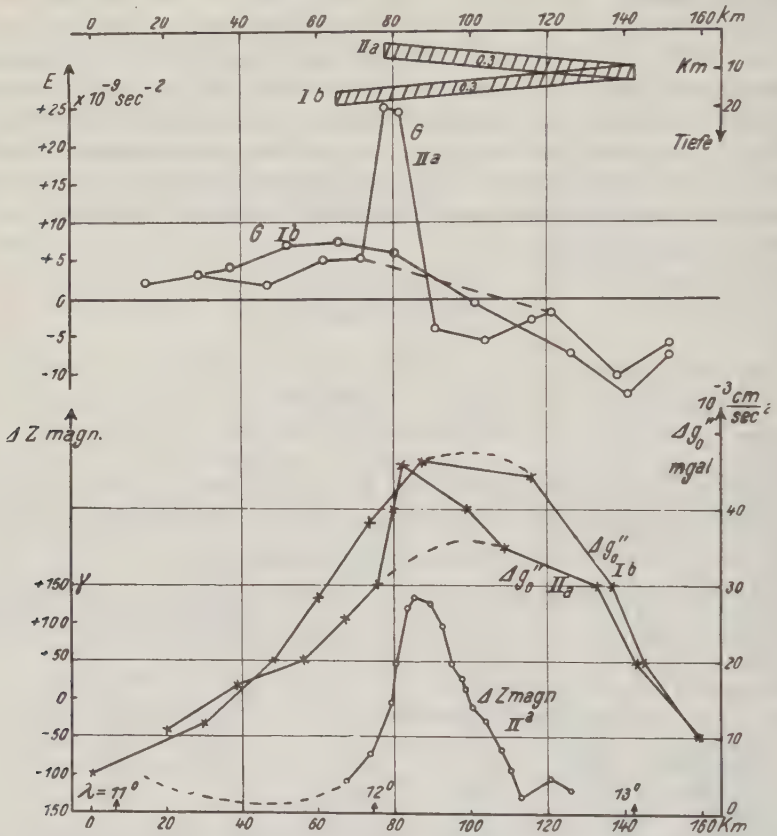


Fig. 9.  $\Delta g_0''$  und  $G$  im Profil Ib und IIa (Pritzwalker Massiv); unten  $\Delta g_0''$  und für IIa  $\Delta Z$ ; oben Störungskörper für  $\Delta \rho = 0.3$  und  $G$

Zusammenhang zwischen  $h$  und  $\Delta g_0''$  zeigt, daß an dieser Aufwölbung der Schichten unter der Anomalie noch die Oberfläche teilnimmt.

Dabei sind die höher gelegenen Schichten offenbar weniger aufgewölbt wie die tieferen, die Kreide immerhin noch über 800 m. Die oberflächennahen Schichten noch über 50 m. Die Flächen gleicher Dichte sind also nach oben ausgebeult. Der Betrag der Ausbeulung nimmt mit der Tiefe zu, ebenso wohl auch  $\Delta \rho$ . Eine Berücksichtigung solcher Verhältnisse bei der Rechnung soll später versucht werden.

*Profil II a* (Fig. 9) schließt sehr nahe an Profil II an. Es enthält die Stationen Nr. 66, 67, 70, 68, 69. Das Profil schneidet die Isogammen sehr nahe senkrecht. Diese Schnittpunkte sind auch verwendet. Das Gradientenbild würde wieder am besten einem Keil oder einer schiefen Platte entsprechen. Diesmal liegt das spitze Ende des Keils oder das tiefere Ende der schiefen Platte im Osten. Gerechnet wurde in derselben Weise wie bei Profil Ib; das West- und Ostende der Platte wurde getrennt, jedes als senkrechte Stufe behandelt.  $\Delta g$  wurde wieder zu 0.3 angenommen.

Westseite:  $\Delta g = 36 \text{ mgal}$ ;  $G_m = 25 E$ ;  $x_{1/2} = 4.5 \text{ km}$ ,  
 Ostseite:  $\Delta g = 36 \text{ mgal}$ ;  $G_m = 10.0 E$ ;  $x_{1/2} = \text{unsicher}$ .

	$T - t$	$T$	$t$	$t T$	$(x_{1/2})^2$
Westseite:	2.85	6.1	3.3	20.1 km <sup>2</sup>	20.4 km <sup>2</sup>
Ostseite:	2.85	12.6	9.8	124 km <sup>2</sup>	

Die Platte liegt danach im Westen bei  $\lambda = 12^\circ 5'$ , etwa 3.3 km tief; im Osten bei  $\lambda = 13^\circ$ , etwa 10 km tief. Sie steigt also gegen Westen an, unter einem Böschungswinkel von  $6^\circ$ . Ihre Dicke beträgt 2.8 km.

Eine solche Platte könnte für  $\Delta g = 0.3$  den Verlauf von  $\Delta g$  und  $G$  im Profil IIa erklären. Zu beachten ist, daß die Osthälfte des Profils IIa sehr nahe dieselbe obere und untere Kantentiefe (9.8 und 12.6 km) hat wie die Osthälfte im Profil Ib (9.0 und 12.3 km). Auch liegt das Ostende in beiden Profilen bei  $\lambda = 13^\circ$ . Dort sind also die Verhältnisse in beiden Profilen dieselben. Ganz anders im Westen. Hier ist der Gradient im Profil IIa steil ( $x_{1/2} = 4.5 \text{ km}$ ) und hoch ( $G_m = 25 E$ ) gegenüber dem im Profil I ( $x_{1/2} = 23 \text{ km}$ ;  $G_m = 7.4 E$ ). Dementsprechend liegt die Tiefe der störenden Platte im Profil IIa nur 3.3 km tief gegenüber 16.3 km im Profil Ib. Die Dicke der Platte ist in beiden Fällen, Profil Ib und IIa, gleich.

Im Gebiet der Pritzwalker Schwerestörung befindet sich auch eine erdmagnetische Anomalie, die sich jedoch nur auf das SW-Gebiet der Schwere- störung erstreckt [3]. Dies kann nur zum geringen Teile durch die Inklinations- richtung des erdmagnetischen Feldes bedingt sein. Es muß vielmehr an- genommen werden, daß nur der SW-Teil der Störungsmassen, die das Schwere- feld veranlassen, magnetisiert sind. In Fig. 9 sind für Profil IIa die erdmag- netischen Störungswerte  $\Delta Z$  der Vertikalintensität eingetragen. Die magne- tische Anomalie tritt nur im Profil II auf und nicht im Profil I, und zwar im Profil II nur unter dem steilen Gradienten der Westseite. Die Maxima von  $G$  und  $\Delta Z$  liegen dort nur 3 km gegeneinander verschoben. Es hat sogar den An- schein, daß selbst das kleine sekundäre Maximum von  $\Delta Z$  bei  $\lambda = 12^\circ 40'$  auch im Gradientenverlauf abgebildet ist. Der ähnliche Verlauf von  $G$  und  $\Delta Z$  ist dadurch bedingt, daß beide zu  $1/r^3$  proportional sind.  $r$  ist der Radiusvektor vom Aufpunkt zum Element derselben Störungsmasse für  $G$  und  $\Delta Z$ .

Die Schweranomalie als Ganzes ist durch unmagnetisches Tiefengestein veranlaßt. Das störende Gestein steigt als Ganzes von Westen her an. Im Profil II aber wird diese Ordnung dadurch unterbrochen, daß magnetisches Tiefengestein im engeren Raum bei  $\lambda = 12^{\circ} 10'$  und  $\varphi = 53^{\circ} 5'$  aufsteigt. Der Schwerpunkt der störenden Massen, die  $\Delta g$  veranlassen, wird dadurch in der Westhälfte von Profil II stark emporgeschoben, während die unmagnetische Osthälfte ungestört bleibt.

Sehr bemerkenswert ist nun, daß die Meereshöhe der Oberfläche gerade im Gebiet des steilen Gradienten von Profil II (von  $\lambda = 11$  bis  $12^{\circ}$ ), also auch im Gebiet der magnetischen Anomalie, recht genau den Werten von  $\Delta g''_0$  folgt. Dort, wo das Hochkommen magnetischen Tiefengesteins die Schwerewerte, insbesondere das Gradientenbild, verändert hat, bildet das Relief der Oberfläche dieses Aufragen schwerer Gesteine im Untergrund noch in Einzelheiten ab.

Wenn man im Profil IIa von der Spitze der  $\Delta g''_0$ - und  $G$ -Werte über der magnetischen Anomalie ( $12^{\circ} 10'$ ) absieht (punktierter Verlauf), so lehrt der Vergleich beider Profile Ib und IIa in Fig. 9, daß  $\Delta g''_0$  und  $G$  in beiden Profilen sehr ähnlich verläuft. Diesem ähnlichen Verlauf ist eben in Profil IIa durch die magnetischen Massen diese Spitze aufgesetzt.

Um den Einfluß von  $\Delta \varrho$  zu zeigen, sind  $T$  und  $t$  für den Westrand von Profil IIa für drei verschiedene Werte 0.1, 0.2, 0.3 zusammengestellt:

	$\Delta \varrho$	$T - t$	$T$	$t$
Westseite	0.1	8.6	10.2	1.6 km
	0.2	4.3	7.0	2.8
	0.3	2.8	6.1	3.3

Bei kleinerem  $\Delta \varrho$  rückt die Platte höher herauf, wird aber entsprechend mächtiger.

Für den Ostrand wird für  $\Delta \varrho = 0.1, 0.2, 0.3$  der Wert von  $t = 7.7, 9.5, 9.8$  km.

Das Profil IIIa (Fig. 10) verläuft von SW nach NO, also senkrecht zur Verlängerung des Flechtinger Höhenzuges und quer zur NW-Verlängerung der Belsdorfer Verwerfung. Es enthält ungefähr die Stationen 1, 6, 12, 23. Es schneidet die Isogammen sehr nahe senkrecht. Die Schnittpunkte sind auch verwendet worden. Das Profil IIIa ist recht geeignet zur Berechnung der Tiefe der störenden Masse, es zeigt aber nicht die Beziehung zwischen  $h$  und  $\Delta g''_0$ , die in Profil III so deutlich hervortritt.

Das Gradientenbild entspricht angenähert dem einer horizontalen Platte.

Südwestseite:  $\Delta g = 42$  mgal;  $G = 28.5 E$ ;  $x_{1/2} = 4.5$  km,  
 Nordostseite:  $\Delta g = 42$  mgal;  $G = 25 E$ ;  $x_{1/2} = 7$  km.

	$\Delta \varrho$	$T - t$	$T$	$t$	$t T$	$(x_{1/2})^2 \text{ km}^2$
Südwest	0.1	9.9	11.2	1.3	15	20.4
	0.3	3.3	6.5	3.2	21	
	0.5	2.0	5.9	3.9	23	
Nordost	0.1	9.9	11.7	1.8	21	49
	0.3	3.3	7.0	3.7	26	
	0.5	2.0	6.0	4.0	24	

Die Platte liegt an beiden Seiten sehr nahe gleich hoch. Die steilen Gradienten deuten auf eine nicht sehr große Tiefe der störenden Masse als Ganzes, für  $\Delta g = 0.3$  wird  $t = 3$  km. Der Vergleich von  $(x_{1/2})^2$  und  $t T$  stimmt an der SW-Seite recht gut, am besten für  $\Delta \rho = 0.3$ .

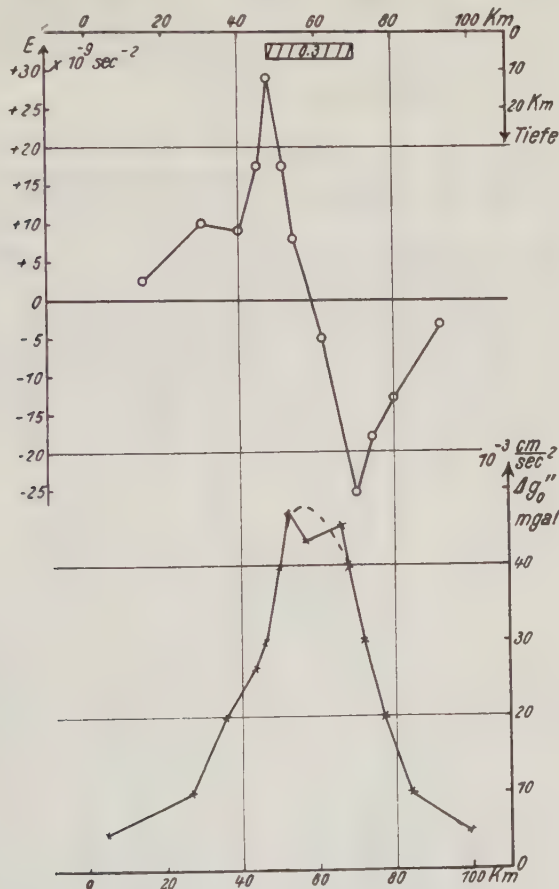


Fig. 10.  $\Delta g''$  und  $h$  im Profil IIIa von SW nach NO durch den Flechtinger Höhenzug

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in Gebieten, in denen  $\Delta g''$  noch in Einzelheiten den Änderungen von  $h$  folgt, die Störungsmassen in den verhältnismäßig geringen Tiefen von  $1\frac{1}{2}$  bis 3 km liegen können, je nach Annahme von  $\Delta \rho = 0.1$  bis 0.3. Doch läßt sich keineswegs verallgemeinern, daß dort, wo die Störungsmassen in diesen Tiefen liegen, die Meereshöhe dem Wert von  $\Delta g''$  folgt. Störungsmassen in großen Tiefen (5 bis 10 km) bilden sich in  $h$ , wenn überhaupt, so nur in großen Zügen, nicht in Einzelheiten ab.



Die Abbildung der Störungsmasse des Schwerefeldes durch die Meereshöhe scheint am N- und NW-Rand der beiden Anomalien (Prignitz und Flechting) besser ausgebildet als am O- und S-Rand. Es hat den Anschein, daß ein jüngerer Faltungsdruck aus W und NW jüngere Schichten gegen die als Widerstand wirkenden alten Massenpfeiler gepreßt und aufgerichtet hat. Dadurch ist der Verlauf von  $\Delta g''$  an der W- und N-Seite unruhiger und noch in der Meereshöhe der oberflächennahen Schichten abgebildet, während der Ostabhang ruhiger verlaufend im Schatten der Faltung liegt.

### Literatur

- [1] Nach A. v. Flotow, A. Berroth, H. Schmehl: Relative Bestimmung der Schwerkraft auf 115 Stationen in Norddeutschland. Veröffentl. d. Preuß. Geodät. Inst. Nr. 106, 1931.  
 [2] B. Brockamp, H. Mothes: Zeitschr. f. Geophys. 6, 500 (1930); siehe auch B. Brockamp: Ergebn. d. Deutsch. Grönlandexped. 2, 99.  
 [3] H. Reich: Fortschritte der Geologie und Paläontologie, Heft 34, XI, S. 111.  
 [4] K. Jung: Göttinger Dissertation 1927, auch Zeitschr. f. Geophys. 1927, S. 257; 1929, S. 238; 1937, S. 45. H. Mader: Gerlands Beitr. z. Geophys. XLIII, S. 156.  
 [5] O. Barsch, H. Reich: Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshäfte I, S. 165.  
 Göttingen, Geophysikalisches Institut, August 1938.

## Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

### 2. Mitteilung

Von J. Bartels, Potsdam

Im Anschluß an die erste Mitteilung (S. 68—78) werden die Tabellen bis Ende Juli fortgesetzt.

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, 16. Mai bis 31. Juli 1938

<b>Mai 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 <sup>h</sup>	21	32	21	11	10	12	11	11	01	42	12	11	11	22	21	11
3—6	32	31	32	11	11	21	12	12	12	33	22	12	12	31	12	11
6—9	22	22	22	11	01	22	12	12	01	12	11	12	43	32	21	12
9—12	22	35	22	11	01	22	12	11	33	23	22	12	32	33	21	21
12—15	22	22	12	11	11	22	21	11	46	22	22	11	33	55	31	11
15—18	31	31	11	35	11	22	45	11	57	21	21	31	43	57	11	11
18—21	35	35	11	25	11	01	21	11	32	21	01	35	32	21	35	25
21—24	21	21	12	11	22	11	21	01	45	35	01	21	23	46	11	11
<b>Juni 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 <sup>h</sup>	12	22	42	12	22	23	12	42	22	12	32	42	42	31	12	
3—6	11	11	11	25	12	02	11	42	33	22	32	42	53	11	11	
6—9	11	11	11	01	22	02	01	42	33	23	21	32	43	21	01	
9—12	21	22	21	11	32	02	11	43	12	33	32	22	43	01	01	
12—15	11	32	11	02	21	35	21	43	32	32	32	22	43	11	01	
15—18	11	42	01	11	21	32	21	53	32	32	32	53	32	01	11	
18—21	22	42	12	01	21	35	11	56	23	21	32	46	32	01	12	
21—24	11	55	22	01	01	11	53	43	22	21	45	43	31	12	12	

Junl 1938 . . . . .	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 <sup>h</sup> . . . . .	01	21	11	12	11	32	21	01	00	25	12	11	01	22	11
3—6 . . . . .	11	21	11	21	01	32	21	11	01	11	12	11	01	11	21
6—9 . . . . .	22	12	21	11	01	31	31	01	21	01	21	12	01	11	11
9—12 . . . . .	22	11	11	11	01	41	11	00	11	12	21	21	01	01	21
12—15 . . . . .	32	21	21	25	01	45	21	00	22	21	21	21	01	11	21
15—18 . . . . .	32	21	11	32	12	21	21	01	21	11	11	11	11	21	21
18—21 . . . . .	11	35	11	11	12	21	11	01	21	02	11	11	22	45	11
21—24 . . . . .	35	11	22	02	31	11	11	01	11	23	11	22	11	11	11

Jul 1938 . . . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup> . . . . .	21	31	01	12	43	22	11	21	24	42	45	12	11	55	11
3—6 . . . . .	35	45	22	11	33	23	12	22	12	32	22	22	22	43	43
6—9 . . . . .	32	22	11	11	21	12	01	11	12	32	11	11	22	12	53
9—12 . . . . .	22	32	01	01	33	21	02	21	22	22	11	11	32	22	33
12—15 . . . . .	45	32	01	53	43	32	22	21	12	32	11	31	32	32	58
15—18 . . . . .	35	21	11	59	21	45	22	21	22	52	11	21	31	21	58
18—21 . . . . .	21	11	11	59	31	22	22	11	43	57	11	11	43	31	68
21—24 . . . . .	45	01	01	59	11	11	11	01	42	42	11	11	42	21	68

Jul 1938 . . . . .	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 <sup>h</sup> . . . . .	57	11	01	45	12	21	12	11	21	22	02	01	00	01	32	31
3—6 . . . . .	32	32	11	11	22	11	12	11	11	01	02	11	11	11	53	11
6—9 . . . . .	23	22	01	21	11	11	11	01	11	01	12	11	01	11	33	12
9—12 . . . . .	32	11	11	21	11	11	11	01	21	01	01	01	01	22	33	12
12—15 . . . . .	43	01	21	21	12	21	12	21	11	11	11	21	25	31	53	12
15—18 . . . . .	32	11	31	12	35	21	31	35	22	02	11	11	21	21	32	01
18—21 . . . . .	53	12	11	22	21	11	21	21	11	01	11	01	12	31	42	11
21—24 . . . . .	31	01	11	11	21	11	12	31	21	01	01	12	02	32	42	02

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern  $K_1$  für jeden Tag, nach 27tägigen Rotationen geordnet

Rotat.- Nr.	Erster Tag 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1438	Mai 2. . . . .	11	18	27	25	18	7	11	12	17	32	38	14	30	25
1439	Mai 29. . . . .	27	15	10	10	22	12	5	14	12	13	34	19	18	24
1440	Juni 25. . . . .	9	11	11	4	12	12	23	18	5	23	22	17	9	12
1441	Juli 22. . . . .	11	12	12	3	4	6	6	15	30	8	23	28	20	36
Rotat.- Nr.		15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	
1438	. . . . .	19	21	13	11	7	12	14	7	20	19	10	13	21	
1439	. . . . .	28	30	8	5	15	14	11	11	6	22	14	1	10	
1440	. . . . .	17	29	12	12	22	22	35	28	9	9	15	13	11	
1441	. . . . .	30	20	17	11	8	21	29	—	—	—	—	—	—	

Tabelle 3. Häufigkeiten der Kennziffern  $K_1$  für jeden Monat, und Durchschnittswerte, Mai bis Juli 1938

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	$K_{1m}$	$A$	$K_1(A)$
Mai . . . . .	18	76	70	47	22	9	2	3	1	—	2.14	26.9 $\gamma$	2.92
Juni . . . . .	39	78	63	33	21	6	—	—	—	—	1.74	18.1	2.36
Juli . . . . .	35	82	58	38	19	14	2	—	—	—	1.90	21.8	2.62

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

# Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1938

Von W. Brunner, Zürich — (Mit 1 Abbildung)

## Ganze Sonnenscheibe

Datum	April	Mai	Juni	Datum	April	Mai	Juni
1.	83	E 115 <sup>c</sup>	113	17.	107	E 91 <sup>a c</sup>	76
2.	81 <sup>a d</sup>	134	100 <sup>a</sup>	18.	112	87 <sup>a d</sup>	56 <sup>a</sup>
3.	80	EW 160 <sup>a a a c c</sup>	107 <sup>a</sup>	19.	100	95	69
4.	80	137 <sup>a a d</sup>	103	20.	99	116 <sup>a</sup>	76
5.	91 <sup>d</sup>	123	91 <sup>d</sup>	21.	89 <sup>b</sup>	E 106 <sup>a c</sup>	E 103 <sup>c</sup>
6.	95 <sup>a</sup>	138 <sup>a</sup>	86 <sup>a</sup>	22.	75 <sup>a</sup>	M 124 <sup>c</sup>	101 <sup>a b</sup>
7.	95 <sup>d</sup>	136 <sup>d</sup>	M 134 <sup>c</sup>	23.	E 82 <sup>c d d d</sup>	M 119 <sup>b c</sup>	98
8.	85 <sup>a</sup>	EM 153 <sup>c c d</sup>	W 139 <sup>a c</sup>	24.	95 <sup>a</sup>	172 <sup>a a</sup>	88
9.	87 <sup>d</sup>	156 <sup>d</sup>	115	25.	E 92 <sup>c</sup>	161	76
10.	103 <sup>d</sup>	151 <sup>b d</sup>	115 <sup>a</sup>	26.	92 <sup>d</sup>	M 152 <sup>c</sup>	72
11.	110 <sup>a</sup>	149	106 <sup>b</sup>	27.	124 <sup>d d</sup>	126	EE 108 <sup>c c d d</sup>
12.	97	143 <sup>a d</sup>	99	28.	144 <sup>a a d</sup>	99	106
13.	M 119 <sup>c</sup>	151	91 <sup>d</sup>	29.	144	ME 104 <sup>c c</sup>	128
14.	115 <sup>b</sup>	135 <sup>a d</sup>	88	30.	105	89	119
15.	117 <sup>d</sup>	131 <sup>a</sup>	87	31.		E 91 <sup>a c d</sup>	
16.	133 <sup>a a d</sup>	105	76 <sup>d</sup>				
				Mittel ...	101.0	127.4	97.5

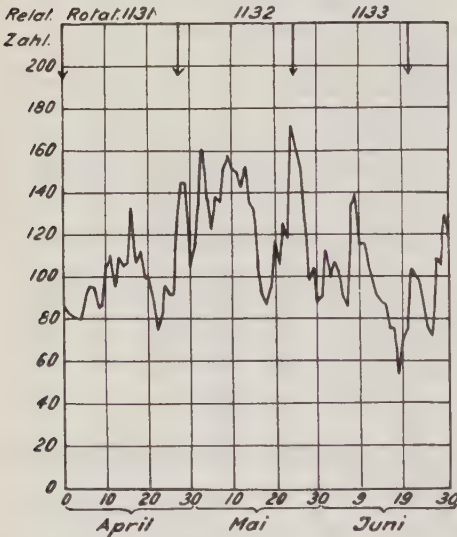


Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 11. August 1938.

## Erklärung zur Tabelle

*a* = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

*b* = Durchgang einer starken Gruppe oder eines einzelnen größeren Flecks durch den Zentralmeridian.

*c* = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

*d* = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

## VI. Baltische hydrologische Konferenz

Vom 15. bis 17. August 1938 fand in Lübeck und vom 19. bis 20. August in Berlin die Baltische hydrologische Konferenz statt unter dem Vorsitz des Leiters der Preuß. Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivellement, Ministerialrat Prof. Wechmann.

Auf der Konferenz waren folgende Länder vertreten: Dänemark, Danzig, Deutschland, Estland, Finnland, Lettland, Litauen, Norwegen, Polen, Schweden.

Zur Konferenz waren 75 Berichte, einschließlich der Hauptberichte und Mitteilungen eingegangen, die schon mehrere Wochen vor der Konferenz gedruckt und an die Teilnehmer verteilt worden waren. Auf der Konferenz selbst wurden 22 Hauptberichte über die einzelnen Forschungsgebiete gegeben, wodurch eine vorzügliche Übersicht über die Fortschritte auf dem gesamten Wissensgebiet und gleichzeitig die Grundlage für eine Aussprache über gemeinsame und ergänzende Arbeiten der einzelnen Länder ermöglicht wurde. Sonderberichte über bestimmte Arbeiten einzelner Forscher wurden von diesen selbst nicht vorgetragen. Die Einzelarbeiten waren schon in den Sammelberichten zusammengefaßt. Außerdem sind ja die Einzelberichte und Mitteilungen vor der Konferenz gedruckt und ausgegeben worden.

An die Sitzungen schlossen sich Besichtigungen (Hydrobiologische Anstalt der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft in Plön, Hafen in Hamburg, Schiffshebewerk Niederfinow, Versuchsanstalt für Wasser-, Erd- und Schiffbau auf der Schleuseninsel Berlin).

Die Verhandlungspunkte gliederten sich in drei Gruppen, die je 7, 10 und 6 Hauptberichte enthielten.

### I. Gewässerkunde des Festlandes

1. Wilhelm Friedrich, Berlin: Methodik der Untersuchungen über den Wasserhaushalt in Flußgebieten.
2. Stefan Kolupaila, Kaunas: Zusammenstellung der in den einzelnen Ostseestaaten bisher mit genügender Zuverlässigkeit beobachteten größten Abflussspenden.
3. Olaf Devik, Bergen: Fragen der Eisbildung und des Eisganges in den Flüssen; etwaige neue Erfahrungen und Gesichtspunkte.
4. Karl Schäfer, Königsberg: Hochwasservoraussage (Methodik) und Hochwassermelddienst auf den Flüssen der Ostseestaaten; Notwendigkeit eines Zusammenwirkens mit dem amtlichen Wetterdienst und den Talsperrenbetrieben.
- 4a. F. Herath und E. Reiche, Berlin: Über die Mitwirkung des Wetterdienstes bei der Hochwasservorhersage.
5. Alfred Vitols, Riga: Beiträge zur Frage des Ungleichförmigkeitsgrades der Flußbetten.



6. Werner Koehne, Berlin: Richtlinien für die Erforschung der Grundwasser-  
verhältnisse einschließlich Untersuchungen über Bodenfrost, Bodenfeuchtigkeit  
und Haftwasser.

## II. Meeresforschung

7. von Schubert, Hamburg: Die Frage des Wasseraustausches zwischen Nord-  
und Ostsee.
8. Georg Wüst, Berlin: Niederschlags- und Verdunstungsmessungen auf der Ostsee.
9. H. Thorade, Hamburg: Methodik der Beobachtung von Oberflächenwellen.
10. Hugo Heiser, Stettin: Verwendung der bei Hafenbauten ausgeführten Bohrungen  
zum Studium der hydrologischen und geologischen Verhältnisse.
11. Otto Pratje, Hamburg: Prüfung der in Mitteilung 12 B der V. Konferenz an-  
gegebenen Formel über Materialwanderungen an den verschiedenen Küsten der  
Ostsee.
12. Gunnar Granqvist, Helsingfors: Die Eisverhältnisse der Ostsee und ihre Er-  
forschung.
13. Arthur Hahn, Berlin: Langjährige Wasserstandsbeobachtungen an der Ostsee.
14. Leonidas Slaucitajs, Riga: Die morphometrischen Elemente der Ostsee.
15. Bruno Schulz, Hamburg: Zur Frage der Bilanz der Ostsee.
16. Gunnar Granqvist, Helsingfors: Vorschläge für die weitere Behandlung der  
Frage über die Untersuchungen von Temperatur, Salzgehalt und Alkalinität der  
Ostsee.

## III. Methoden und Geräte

17. Eberhard Reichel, Berlin: Etwaige neue Verfahren zur Messung von Nieder-  
schlag, insbesondere von Schneefällen und Starkregen (Geräte und Methodisches).
18. Wilhelm Friedrich, Berlin: Messungen der Verdunstung von freien Wasser-  
flächen sowie von bewachsenem und unbewachsenem Boden (Methodik und Er-  
gebnisse).
19. August Welner, Tallin: Auswertung von Abflußmengen- und Strömungs-  
messungen, besonders unter Berücksichtigung der Eisverhältnisse und der Ver-  
krautung.
20. Frau Lotte Möller, Berlin: Die in den einzelnen Ostseestaaten zu Abflußmengen-  
und Strömungsmessungen angewandten Geräte und Verfahren; Besprechung  
etwaiger Neuerungen.
21. Rudolf Seifert, Berlin: Methodik für die Messung von Geschiebe, Sink- und  
Schwebestoffmengen.
22. Otto Lange, Berlin: Pegelwesen (Schreibpegeltypen, Fragen der Beobachtung,  
Wartung, auch bei Frost, Auswertung und Pegelprüfung).

## Nachruf auf Oskar Hecker

Am 19. September 1938 ist Geheimer Regierungsrat Professor Dr. Oskar Hecker, Ehrenmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, nach kurzer Krankheit in München gestorben, wohin er seinen Wohnsitz nach seiner Pensionierung verlegt hatte.

Oskar Ernst August Hecker wurde am 21. Mai 1864 in Bersenbrück, Kreis Osnabrück, geboren und erhielt seine Schulbildung auf dem Gymnasium Carolinum in Osnabrück. Er studierte in Bonn, Berlin und München Astronomie und promovierte bei Seeliger in München mit einer Untersuchung über die Eigenbewegung der Fixsterne und die Bewegung des Sonnensystems.

Das Lebenswerk Heckers gliedert sich in drei Abschnitte, die durch die Stätten seiner Wirksamkeit, Potsdam, Straßburg i. E. und Jena, gekennzeichnet sind. Nach Potsdam kam er am 1. Oktober 1891 als Hilfsrechner des Preußischen Geodätischen Institutes, das unter Helmerts Leitung sich großen Ansehens erfreute. Am 1. April 1895 rückte Hecker zum Assistenten, am 1. April 1897 zum Wissenschaftlichen Hilfsarbeiter und am 1. April 1901 zum Ständigen Mitarbeiter auf. Die letztere Amtsbezeichnung wurde am 1. April 1907 in Observator umgewandelt.

Wie alle jungen Astronomen, die damals in das Geodätische Institut eintraten, wurde Hecker mit Rechnungen für die astronomischen Ortsbestimmungen und die Breitenschwankungen beschäftigt. Von 1894 bis 1899 führte er außerdem mit Schnauder zusammen selbst Polhöhenbeobachtungen am Zenit-Teleskop aus, die in dem grundlegenden, von Hecker bearbeiteten Werk „Die Polhöhe von Potsdam II“ ausgewertet worden sind. Auf dem T. P. Knivsberg bestimmte er im Jahre 1898 Polhöhe und Azimut.

Für seine weitere wissenschaftliche Laufbahn aber wurde es entscheidend, daß er 1895 begann, sich mit dem durch die frühzeitigen Tode von v. Rebeur-Paschwitz und Ehlert verwaisten Horizontalpendel zu beschäftigen. Als einer der ersten erkannte er dessen Verwendbarkeit als Vibrations- oder Erschütterungsmesser. Er bestimmte auf dem Schießplatz Kammersdorf mit selbst konstruierten Apparaten die Bewegungen des Erdbodens bei Sprengungen in verschiedenen Entfernungen von der Sprengstelle und maß die dabei auftretenden Beschleunigungen der Bodenteilchen. Dabei erkannte er bereits, daß sich die Bodenwellen bei ihrem Fortschreiten verändern. Auch die Bestimmung der Laufgeschwindigkeiten der Bodenwellen in den obersten Schichten, die er mit Omori bei dieser Gelegenheit vornahm, gehört zu den ersten ihrer Art. Die von ihm gefundenen Werte galten lange Zeit als maßgebend und werden auch heute noch als Mittelwerte für die norddeutschen Sande anerkannt.

Eine zweite Aufgabe für das Horizontalpendel nahm Hecker in Angriff, als er es 1896 zu regelmäßigen Erdbebenregistrierungen in Dienst stellte. In dem

nach seinen Plänen errichteten Erdbebenhause des Geodätischen Instituts stellte er zunächst zwei Horizontalpendel eigener Konstruktion auf und erweiterte dieses Instrumentarium später durch ein Wiechertsches astatisches 1000-kg-Pendel und ein nach eigenen Angaben gebautes Vertikalseismometer. Grundlegend wurde der Nachweis, der Hecker und Meissner gelang, daß die mikroseismische Unruhe in ganz Mitteleuropa gleichzeitig auftritt, daß also Mitteleuropa eine von Westeuropa getrennte tektonische Einheit bildet. Als Ursache dieser Unruhe stellte sich später die Brandung an der norwegischen Küste heraus. Bei der Gründung der Internationalen Seismologischen Gesellschaft im Jahre 1901 bewies Hecker sein organisatorisches Geschick, indem er Vorschläge für die praktische Arbeit der Gesellschaft und ihres Zentralbüros machte, die angenommen wurden und sich bewährt haben.

Größer noch waren die Erfolge, die Hecker bei der dritten mit dem Horizontalpendel zu lösenden Aufgabe erzielte. Vor ihm hatten schon G. H. Darwin, v. Rebeur-Paschwitz und Kortazzi versucht, Tiden des festen Erdkörpers, die durch die fluterzeugenden Kräfte von Mond und Sonne hervorgerufen sein könnten, aufzufinden. Aber mehr als Andeutungen, daß solche vorhanden sind, war nicht gefunden worden. Erst durch die von Hecker konstruierten Horizontalpendel und besonders ihre geschickte Aufstellung 25 m unter Tage in der Brunnenkammer des Geodätischen Instituts gelang es, die Erdtiden erstmalig sicher nachzuweisen und ihre Beträge zu messen. Allerdings war dazu noch eine mehrjährige Beobachtungsreihe nötig. Daraus ergab sich auch die von allen Annahmen freie Bestätigung des Befundes von Lord Kelvin und G. H. Darwin, daß die Starrheit der Erde als ganzes nur wenig kleiner als die des Stahles ist. Eine solche Bestätigung war nötig, da die beiden englischen Geophysiker die unbewiesene Annahme gemacht hatten, daß die halb- und ganzmonatlichen dynamischen Mondtiden der Ozeane dasselbe Ausmaß haben, das sie bei statischen Ozeantiden haben würden. Um genauere Werte der Erdkörpertiden zu bekommen, ließ Hecker Horizontalpendel nach dem ursprünglichen Prinzip von Hengler und Zöllner, das er in einigen Punkten verbessert hatte, bauen und stellte sie in einem Stollen bei Freiberg i. Sa., 189 m unter Tage, auf. Infolge Heckers Weggang von Potsdam übernahm Schweydar diese Pendel und führte mit ihnen seine ergebnisreichen Untersuchungen aus.

Am bekanntesten ist Hecker durch seine Messung der Schwerkraft auf den Ozeanen geworden. Am Ende des vorigen und Anfang dieses Jahrhunderts war die Frage brennend, ob die Schwere auf dem Ozean etwa der auf dem Festlande gemessenen entspräche, oder ob sie dort sehr viel größer sei. Denn davon hing es ab, ob die von Airy und Pratt aufgestellte, später Isostasie genannte Lehre richtig sei. Alle früheren Versuche, Methoden zu ersinnen, die die Schwere auf offenem Ozean zu messen gestatten, waren fehlgeschlagen. Nur Nansen und Johannsen war eine Pendelmessung in der auf dem Eise des Polarmeeres ruhenden „Fram“ gelungen, die auf 3000 m Wasser normale Schwere ergeben hatte. Aber diese Messung war vereinzelt und auf einem Nebenmeere gewonnen.

Da erkannte Hecker, daß die Methode von Mohn zur Messung der Schwere, die auf der Vergleichung der durch Siedethermometer und durch Quecksilber-



barometer gewonnenen Luftdruckwerte beruht, sich so ausbauen ließ, daß sie die Aufgabe mit einer zunächst befriedigenden Genauigkeit zu lösen gestatten würde. In mühevoller Kleinarbeit entwickelte er das Instrumentarium so, daß es für Bordgebrauch geeignet wurde. Und so konnte er auf einer Fahrt von Hamburg nach Rio de Janeiro im Jahre 1901 die Feststellung machen, daß auf der befahrenen Strecke die Schwere im allgemeinen normal ist, daß dort also Isostasie herrscht. Nach Beseitigung einiger störenden Fehlerquellen, die sich bei der ersten Fahrt bemerklich gemacht hatten, setzte er die Untersuchung der ozeanischen Schwere im Jahre 1904 auf dem Indischen und Großen Ozean fort. Das Ergebnis seiner Reisen Bremerhaven—Melbourne, Sidney—San Francisco, San Francisco—Yokohama war, daß auch hier die Schwere im allgemeinen normalen Festlandswert hat, daß also auch unter diesen Ozeanen isostatische Massenlagerung vorhanden ist. Auch fand Hecker schon, daß die Tiefseegräben und die angrenzenden Plateaus sehr erhebliche Abweichungen von dieser Regel aufweisen. Schließlich konnte Hecker auch bei einer Kreuzfahrt auf dem Schwarzen Meere im Jahre 1909 die Isostasie bestätigen.

Trotzdem die Genauigkeit der einzelnen von Hecker gemessenen Schwerewerte gering ist — ihr mittlerer Fehler beträgt 80 mgal —, hat er durch ihre Gesamtheit der Erkenntnis der isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste die feste Unterlage gegeben. Die Ehrung, die ihm später dafür dadurch zuteil wurde, daß seine Apparatur im Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München Aufnahme fand, hat er voll verdient, ebenso wie den Lagrange-Preis, den ihm die Kgl. Belgische Akademie der Wissenschaften 1902 verliehen hatte.

Hecker benutzte diese Reisen auch zu erdmagnetischen Messungen, und um viele Landstationen in den von ihm berührten Ländern durch relative Pendelmessungen an Potsdam anzuschließen.

Noch ein anderes Gebiet der Gravimetrie hat Hecker befruchtet, indem er die von v. Eötvös erfundene Drehwaage durch Einführung photographischer und völlig automatischer Registrierung so verbesserte, daß die Beobachtungen mit ihr wesentlich an Sicherheit und Schnelligkeit gewannen.

In Anerkennung seiner Leistungen wurde Hecker 1904 in die Kommission für die deutsche Unterrichtsausstellung auf der Weltausstellung St. Louis und 1910 zum Preisrichter für die Abteilung „Wissenschaftliche Instrumente“ der Weltausstellung Brüssel berufen.

Seine Tätigkeit in Straßburg i. E. begann Hecker am 16. Juli 1910 als Kommissarischer Leiter der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung. Am 1. April 1911 wurde er zum Direktor dieser Anstalt ernannt, wodurch er auch Direktor des Zentralbureaus der Internationalen Seismologischen Gesellschaft wurde. Im gleichen Jahre erhielt er den Titel „Geheimer Regierungsrat“, und trat 1915 zur Universität Straßburg in Beziehung durch die Ernennung zum Honorarprofessor.

Die instrumentelle Ausrüstung der Hauptstation für Erdbebenforschung entsprach bei Heckers Eintritt nicht deren Namen. Sie war zum großen Teil



veraltet und auch sonst unzulänglich. Daher fand Hecker hier ein dankbares Feld für seine instrumentelle und organisatorische Begabung. Zunächst erweiterte er die Werkstatt und nahm bauliche Veränderungen in dem unter Feuchtigkeit leidenden Observatorium vor. Dadurch wurde es möglich, den seismischen Dienst so auszubauen, daß schließlich ein großes Horizontal- und ein großes Vertikal-seismometer nach Wiechert sowie drei Galitzinseismometer für die drei Komponenten dauernd in Betrieb gehalten werden konnten. Vor allem aber dehnte Hecker den Arbeitskreis der Hauptstation auf gravimetrische, seismische und erdmagnetische Aufgaben der Angewandten Geophysik aus, konstruierte Instrumente dafür, und ließ sie in der Institutswerkstatt bauen.

Von 1911 ab übernahm Hecker mit Prof. Dr. Rudolph zusammen die Herausgabe von „Gerlands Beiträgen zur Geophysik“, die er kräftig förderte, bis der Krieg sie zum Verkümmern und schließlich zum Eingehen brachte. Daneben schuf er die Mitteilungen des Zentralbureaus der Internationalen Seismologischen Association, die über die Arbeiten des Bureaus berichteten.

Der deutsche Zusammenbruch setzte auch Heckers Straßburger Tätigkeit ein Ende. Im Dezember 1918 wurde er von den Besatzungsbehörden gezwungen, seine Ämter niederzulegen und am 6. Januar 1919 in rücksichtslosester Weise aus Straßburg ausgewiesen und nach Deutschland abgeschoben. Trotz der Ungunst der Zeit faßte er sofort den Plan, an Stelle der verlorenen Hauptstation ein ähnliches Institut in Deutschland zu gründen. Als Ort dafür wählte er Jena. Es gelang ihm, die Zustimmung der Reichsregierung zu erhalten. Da diese jedoch nur geringe Haushaltsmittel zur Verfügung stellen konnte, wußte Hecker mit Hilfe von Prof. Straubel die Carl-Zeiss-Stiftung für seinen Plan zu gewinnen. In großzügigster Weise errichtete diese ein Institutsgebäude und übereignete es kostenlos dem Reiche. Im Oktober 1923 konnte das Gebäude von der Reichszentralstelle, später Reichsanstalt für Erdbebenforschung unter Heckers Direktion bezogen werden. Von der Thüringischen Regierung war Hecker schon 1922 zum Ord. Honorarprofessor an der Jenaer Universität ernannt worden.

Heckers Tatkraft gelang es, mit Unterstützung der Carl-Zeiss-Stiftung und namentlich der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und ihres weitblickenden Präsidenten Dr. Schmidt-Ott in kurzer Zeit eine vorzüglich ausgestattete geophysikalische Forschungsstätte zu schaffen. Neben einer Reihe kleinerer Seismometer ließ er in der Institutswerkstatt ein Wiechertsches 18-Tonnen-Pendel bauen. Zum Studium der vogtländischen Erdbeben richtete er in Hof eine Zweigstelle ein, deren Registrierungen in Jena ausgewertet werden. Er beteiligte die Anstalt an den Messungen der anormalen Schallstrahlen, die von Hergesell in Gang gesetzt waren. Besonderes Augenmerk aber wandte Hecker den Fragen der angewandten Geophysik zu. Indem er immer deren große wirtschaftliche Bedeutung hervorhob, gelang es ihm, die nötigen Mittel zu dauernden Erweiterungen der Anstalt zu erhalten. So hat Heckers organisatorisches Geschick auch wesentlich dazu beigetragen, daß seine Mitarbeiter erfolgreiche Untersuchungen auf fast allen Gebieten der Angewandten Geophysik ausführen und wertvolle Arbeiten darüber veröffentlichen konnten. Auch die Reichs-

regierung erkannte Heckers außergewöhnliche Verdienste an und ließ ihn über die Altersgrenze hinaus im Amte. Erst am 31. März 1932 trat er in den Ruhestand.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft verehrt in Hecker nicht nur ihr Ehrenmitglied, sondern auch ihren eigentlichen Gründer. Auf der Naturforscherversammlung in Leipzig regte er einen engeren Zusammenschluß der deutschen Seismologen an, was zur Gründung der deutschen Seismologischen Gesellschaft am 21. September 1922 führte. 2 Jahre später wurde der Name der Gesellschaft auf Antrag Mainkas in „Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“ geändert und die Herausgabe einer Gesellschaftszeitschrift (Zeitschrift für Geophysik) beschlossen.

Beim Überblicken von Heckers Lebenswerk sehen wir, daß er auf mehreren Gebieten Pionierarbeit geleistet und große Erfolge erzielt hat. Er verdankt dies seiner unbeugsamen Tatkraft, seiner hervorragenden organisatorischen Begabung, einem feinen physikalischen Instinkt und großem technischen Verständnis für den Instrumentenbau. Sie befähigten ihn, die Aufgaben zu erkennen, deren Lösung dringend und durch eine geschickte Entwicklung der nötigen Apparatur auch zu erreichen war.

Diejenigen, die Hecker persönlich gekannt haben, werden ihn als stets hilfsbereiten Kollegen, der sich seiner Leistungen, aber auch seiner Grenzen bewußt war, in treuer Erinnerung behalten. Er war ein aufrechter deutscher Mann, mit verbindlichem Wesen und offenem, zuweilen temperamentvollem Charakter, der kein Blatt vor den Mund zu nehmen pflegte. E. Kohlschütter.

## Veröffentlichungen von O. Hecker

- Über die Darstellung der Eigenbewegungen der Fixsterne und die Bewegung des Sonnensystems. Diss. Univ. München von Oscar Hecker, 1891.  
Das Horizontalpendel. Von Dr. Hecker, Z. f. Instrkde. 16, 1896.  
Die Bewegungen unserer Erdrinde und ihre Messung. Himmel und Erde 9, 1896.  
Untersuchung von Horizontalpendel-Apparaten. Z. f. Instrkde. 19, 1899.  
Die Polhöhe von Potsdam II, Berlin 1900. Preuß. Geod. Inst.-Veröff., N. F., 1.  
Beitrag zur Theorie des Horizontalpendels. Gerl. Beitr. z. Geophys. 4, 1900.  
Ergebnisse der Messungen von Bodenbewegungen bei einer Sprengung. Ebenda 4, 1900.  
Untersuchung von Horizontalpendelapparaten für die Beobachtung von Bodenbewegungen. Verh. 7. Int. Geogr. Kongreß 1899. Berlin 1900.  
Untersuchung der Konstanz von Siedethermometern aus dem Glase 59 III. Z. f. Instrkde. 21, 1901.  
Über die Beurteilung der Raumtiefe und den stereoskopischen Entfernungsmesser von Zeiss-Jena. Z. f. Verm. 30, 1901.  
Über eine bequeme Methode der Alterung von Thermometern. Dtsche. Mech. Ztg. 1901.  
Über die Vorteile der Anwendung von Instrumenten mit Dämpfung für die Erdbebenforschung. Z. f. Instrkde. 21, 1901.  
Über plastisches Sehen mit Doppelfernrohren. Prometheus, Nr. 680, 1902.  
Über den Zusammenhang von Objektivdistanz und stereoskopischem Effekt beim Sehen durch Doppelfernrohre. Z. f. Instrkde. 22, 1902.  
I Perioden und Form regelmäßiger Berichterstattung der Stationen an der Zentralstelle. — II. Art der Bearbeitung und Veröffentlichung des Gesamtverlaufs einzelner Erdbeben. Verh. 1. Int. Seismol. Konf. Gerl. Beitr., Erg. 1, 1902.

- Irdische Schwere. Von Oskar Hecker und Otto Meissner. Handb. d. phys. u. techn. Mech. **2**, 1930.
- Seismometr. Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. April 1902 bis 31. Dezember 1908. Veröff. G. I., N. F., **12, 16, 21, 29, 30, 35, 42**.
- Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ozean sowie in Rio de Janeiro, Lissabon und Madrid. Berlin 1903. Preuß. Geod. Inst.-Veröff., N. F., **11**.
- Ergebnisse der Messung von Bodenbewegungen bei einer Sprengung. Gerl. Beitr. z. Geophys. **6**, 1903.
- Beobachtungen an Horizontalpendeln über die Deformation des Erdkörpers unter dem Einfluß von Sonne und Mond. Berlin 1907. Preuß. Geod. Inst.-Veröff., N. F., **32**.
- Einrichtung für eine variable Dämpfung des Horizontalpendels. Z. f. Instrkde. **27**, 1907.
- Der Aufbau der Erdkruste. D. Umschau **11**, 1907.
- Apparat zur Registrierung der Schlinger- und Stampfbewegungen von Schiffen. Z. f. Instrkde. **28**, 1908.
- Bestimmung des Mitschwingens bei Pendelapparaten mittels des Niveaus. Z. f. Instrkde. **28**, 1908.
- Bestimmung der Schwerkraft auf dem Indischen und Großen Ozean und an deren Küsten, sowie erdmagnetische Messungen. Berlin 1908. Zentr.-Bur. I. E. Veröff. N. F., **16**.
- Der Aufbau der Erdkruste in mathematisch-physikalischer Hinsicht. Geogr. Z. **14**, 1908.
- Die Böttvössche Drehwaage des Kgl. Geodätischen Institutes in Potsdam. Z. f. Instrkde. **30**, 1910.
- Die Bestimmung der Schwerkraft auf dem Schwarzen Meere und an dessen Küste, sowie neue Ausgleichung der Schwerkraftmessungen auf dem Atlantischen, Indischen und Großen Ozean. Berlin 1910. Zentr.-Bur. I. E. Veröff., N. F., **20**.
- Beobachtungen an Horizontalpendeln über die Deformation des Erdkörpers unter dem Einfluß von Sonne und Mond. 2. Heft von O. Hecker, unter Mitw. u. m. Beitr. von O. Meissner. Berlin 1911. Preuß. Geod. Inst.-Veröff., N. F., **49**.
- Ergebnisse der Beobachtung der mikroseismischen Bewegungen an den europäischen Stationen an 4 Tagen des Winters 1911/12. Mitt. d. Zentr.-Bur. d. Intern. Seismol. Assoc. I, Nr. 2, 1913.
- Vergleichungen der Ergebnisse zweier in paralleler Aufstellung registrierender Horizontalpendelapparate. Ebenda I, Nr. 5, 1914.
- „Deformationsbeobachtungen“ in Pribram in Böhmen. Ebenda I, Nr. 5, 1914.
- Galitzin, Fürst B.: Vorlesungen über Seismometrie. Deutsche Bearbeitung unter Mitwirkung v. Clara Reinfeldt. Herausgegeben von O. Hecker. Mit 162 Abb. i. Text. Leipzig und Berlin 1914.
- Ergebnisse der Beobachtung der mikroseismischen Bewegungen an den europäischen Stationen während des Winters 1912/13. Mitt. d. Zentr.-Bur. d. Intern. Seismol. Assoc. II, Nr. 1, 1915.
- Verbesserung der Laufzeitkurve. Ebenda II, Nr. 1, 1915.
- Versuche zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bodenbewegung bei der mikroseismischen Unruhe. Ebenda II, Nr. 2, 1915.
- Die Explosionskatastrophe von Oppau am 21. September 1921 nach den Aufzeichnungen der Erdbebenwarten. Jena 1922. Veröff. Hauptstation für Erdbebenforschung **2**.
- Zur Gründung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena. Veröff. RA. Erdb. **3**, 1924.
- Die Deformation des Erdkörpers unter dem Einfluß des Mondes nach den Potsdamer Beobachtungen. Comp.-Rend. **3**, Réunion Comm. Perm. Ass. Int. de Sismologie à Zermatt 1909, Budapest 1910.
- Remarks on the paper by L. A. Bauer „Gravity determinations at sea“. Amer. J. Sci. **32**, 1911.
- W. Stekloff †. Z. f. Geoph. **3**, 1927.



## Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben

Von E. Tams, Hamburg. — (Mit 7 Abbildungen)

Auf Grund einer näheren Erörterung von geeigneten Vorkommnissen auf Island, in Österreich und auf den Philippinen wird dargelegt, daß in seismotektonisch wesentlich einheitlich aufzufassenden Regionen auch an sich als selbständig erscheinende Beben bei erheblicheren räumlichen und zeitlichen Abständen sehr wohl durch einen umfassenderen endogenen Vorgang ursächlich miteinander verbunden sein können, so daß sie im Falle einer statistisch-wahrscheinlichkeitstheoretischen Behandlung nicht streng als voneinander unabhängige Ereignisse zu gelten hätten. — In Norwegen treten auch in der neueren Zeit keine Beziehungen zwischen den einzelnen Erdbebengebieten erkennbar hervor. Es zeigt sich aber in den letzten rd. fünfundzwanzig Jahren ein merkliches Nachlassen der seismischen Aktivität, so daß zur Zeit die Intensität der Landhebung ebenfalls abgenommen haben dürfte.

1. Tritt man näher an die Frage der Entstehung von Erdbeben heran, so drängt sich einem bald der Gedanke auf, daß Beben, welche in derselben Erdregion in nicht zu großem zeitlichen Abstand aufeinander folgen, unter Umständen genetisch miteinander verkoppelt sein können, sei es in dem Sinne, daß das spätere Beben geradezu als Folge eines vorangegangenen Bebens aufzufassen ist, oder sei es, daß beide Erschütterungen auf denselben endogenen, sich indessen örtlich verlagert habenden Vorgang zurückzuführen sind. Ein solcher Zusammenhang liegt im Grunde klar zutage bei einem schweren Erdbeben und den ihm in mehr oder weniger großer Zahl und in wechselnder, obschon im ganzen abnehmender Intensität durch Tage, Monate und auch Jahre folgenden Nachstößen und dürfte vor allem auch bei dem Auftreten von Schwarmbeben mehr gleichmäßiger — mittlerer und geringer — Intensität in einem enger begrenzten seismischen Bezirk gegeben sein.

Dann aber muß es auch als sinnvoll angesehen werden, zu untersuchen, ob solche Beziehungen nicht gelegentlich auch zwischen Erschütterungen in einem größeren Gebiet bestehen, die zunächst, jede für sich, den Eindruck eines selbständigen Vorganges machen. Um indessen der Spekulation gleich eine Grenze zu setzen, wird man hierbei gut tun, derartige Überlegungen jeweils auf seismisch-geologisch einheitlich zu beurteilende bzw. auf benachbarte derartige Regionen zu beschränken. (Siehe auch den Überblick, welchen V. Conrad [3] über die Frage „Beziehungen der seismischen Aktivität verschiedener Erdgebiete und räumlich-zeitliche Schwankungen der Bebenaktivität“ gegeben hat.)

S. Yamaguti [28] ist solchen Zusammenhängen außer für einzelne Bezirke in Japan auch zwischen Gebieten sehr großer Ausdehnung und weiter Entfernung voneinander (bis zu antipodaler Lage) nachgegangen, indem er versuchsweise



die folgenden acht Regionen je als Einheiten betreffs ihrer seismischen Aktivität zueinander in Beziehung setzte: Die Mittelmeerregion, das kontinentale Asien, Japan, Philippinen und angrenzendes ozeanisches Gebiet, Australien mit ozeanischer Umrandung, Nordamerika, Mittelamerika, Südamerika. Er stützte sich dabei auf ein Material von 420 großen Erdbeben der Jahre 1900 bis 1931. Doch konnte F. J. W. Whipple [27] dartun, daß bei genauerer Prüfung der angestellten Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen die von Yamaguti statuierten Zusammenhänge, insbesondere auch zwischen den annähernd antipodisch zueinander liegenden seismischen Zonen von Japan und Südamerika, doch wohl nur Zufälligkeitscharakter tragen. Es ist in der Tat auch in seismogenetischer Hinsicht schwer vorstellbar, wie die endogene Energie von einer Region gerade zu einer bestimmten anderen weit abliegenden hingeleitet werden kann oder auf eine solche überzuspringen vermag. Wollte man dabei Relaiswirkungen durch die ausgestrahlten elastischen Erdbebenwellen in Betracht ziehen, so dürften derartige Beziehungen zwischen bestimmten Regionen instabilen Charakters nicht besonders hervortreten, da doch die Erdbebenwellen bei genügender Stärke überall wieder auftauchen bzw. längs der Erdoberfläche hingelangen. Am ehesten wären solche Wirkungen wegen der mit der Entfernung zunehmenden Zerstreuung und Absorption der Wellenenergie noch zwischen benachbarten Gegenden denkbar. Im Antipodengebiet hat zwar wieder eine Summierung der Energie statt; doch wird z. B. durch die Oberflächenwellen bei einem Absorptionskoeffizienten von 0.0008 je km nur noch rund der vierhundertste Teil der von ihnen im Epizentrum getragenen Energie nach dem Gegenpunkt verfrachtet. Es ist dem Verfasser noch kein Fall bekannt geworden, in welchem die Auslösung eines Bebens durch ein ihm im Antipodengebiet vorausgegangenes Beben stattgefunden haben könnte, indem etwa der zeitliche Abstand beider Beben gleich der einer Epizentraldistanz von ungefähr 20000 km entsprechenden Laufzeit der Oberflächenwellen gewesen wäre.

Bei der getroffenen recht willkürlichen regionalen Einteilung und der Lückenhaftigkeit des zur Verwendung gelangten Bebenmaterials (nur 13 bis 14 größere Beben jährlich; vgl. [27]) kann denn auch einem anderen Resultat von Yamaguti, daß im Mittelmeergebiet, in Asien sowie in Nord- und Mittelamerika je für sich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens aufeinanderfolgender Beben merklich größer ist als in Japan, auf den Philippinen, in Australien und in Südamerika, kein großes Gewicht beigelegt werden. Doch ist gewiß die Anregung, die von neuem von solchen Untersuchungen ausgeht, zu begrüßen. Ihre Durchführung unter Verhältnissen, deren diesbezügliche Grundlagen bestimmter und vollständiger sind, wie es von seiten Yamagutis selber noch betreffs Japan geschehen ist, dürfte wohl jedenfalls nicht zwecklos sein, auch wenn selbst bei dieser Beschränkung eindeutige Resultate vielleicht noch nicht zu erzielen sind.

Was das Auftreten der größeren Beben auf der ganzen Erde unter Ausschaltung der Nachstöße während des sechsjährigen Zeitraumes von 1925 bis 1930 angeht, so konnte schließlich ebenfalls E. Wanner [26] auf statistisch-wahr-

scheinlichkeitstheoretischem Wege den Nachweis führen, daß dieselben als voneinander unabhängige Ereignisse betrachtet werden müssen. Für einen begrenzteren Raum, wie etwa Mitteleuropa, ergab sich indessen nach seinen Rechnungen eine solche Unabhängigkeit nicht mehr.

1905 äußerte übrigens bereits K. Sapper [15], daß namentlich auf Grund der seismischen und vulkanischen Vorkommnisse von 1879/80 (Salvador, Guatemala, Cuba, Dominica, St. Vincent) und von 1902 bis 1905 (Guatemala, Salvador, Nicaragua, St. Vincent, Martinique) nicht nur für *Mittelamerika* und für *Westindien* je für sich die Wahrscheinlichkeit einer gegenseitigen Abhängigkeit der Einzelereignisse bestände, sondern daß trotz der rund 3000 km betragenden Entfernung beider Gebiete voneinander auch zwischen ihnen im ganzen wohl ursächliche Wechselbeziehungen vorhanden seien. Unter gleichzeitigem Hinweis auf ähnliche Vorstellungen über Beziehungen zwischen Venezuela und Westindien bei A. von Humboldt, die allerdings zum Teil wegen Unsicherheit der Daten nicht hinreichend begründet erscheinen, wird aber ganz im Sinne unserer obigen Ausführungen vor einer unkritischen Verallgemeinerung solcher Zusammenhänge in räumlicher Hinsicht gewarnt.

A. Sieberg [21] ist geneigt, in dem Auftreten einiger Erdbeben im *südlichen Mitteleuropa* um die Jahreswende 1924/25 ein *Wandern von Erdbebenherden* zu sehen. Es handelte sich im wesentlichen um zehn Beben, welche zwischen dem 3. Dezember 1924 und dem 8. Januar 1925 die alpine Region samt nördlichem Vorland zwischen Agram und Triest einerseits und Oberrheinischer Tiefebene und Schweizer Jura andererseits betrafen, wobei im Maximum ein Sprung der Epizentren um rund 500 km von der Rauhen Alb nach Triest stattgefunden hätte. In diesem Gebiet von vergleichsweise mäßigem Umfange bestehen zwischen seinen einzelnen strukturell zu unterscheidenden Teilen zweifellos endogen-genetische Verkoppelungen, so daß auch die Möglichkeit einer gegenseitigen Beeinflussung der Erdbebetätigkeit nicht von der Hand zu weisen ist. Der Versuch, die Einzelzüge des vorgegebenen seismischen Bildes mittels der Vorstellung einer mehr oder weniger sprunghaften Verlagerung des Störungsherd in einem an sich spannungsreichen Gebiet ursächlich miteinander in Verbindung zu bringen, erscheint daher gewiß nicht ungerechtfertigt, zumal sich der hier betrachtete Gesamtvorgang innerhalb des kurzen Zeitraumes von nur rund fünf Wochen — ja, wenn wir einmal von zwei letzten Beben im Bezirk des Kaiserstuhles bzw. des Schweizer Jura absehen, von sogar nur  $8\frac{1}{2}$  Tagen — abgespielt hat. Ein zwingender Beweis kann aber in diesen Dingen natürlich nicht erbracht werden; und der Prozeß der Herdverlagerung muß im einzelnen dunkel bleiben. Im allgemeinen hat es den Anschein, daß gerade zu der fraglichen Zeit in begrenztem Maße eine Tektogenese in der ganzen in Rede stehenden Region am Werke war und im zeitlichen Wechsel dort zu Erschütterungen geführt hat, wo das Schollengefüge am wenigsten stabil war.

2. Eine weitere Verfolgung der skizzierten Gedanken sei zunächst an Hand einiger einschlägiger Beobachtungen in *Island* vorgenommen. Ein recht über-

zeugendes Beispiel einer Relaiswirkung von einem Schüttergebiet auf ein anderes, mit jenem nicht unmittelbar zusammenhängendes liegt aus dem Jahre 1910 vor, worauf wir bereits seinerzeit hingewiesen haben [23]. Am 22. Januar 1910 ging ein sehr schweres Beben von einem submarinen Herd in 100 bis 200 km nördlich von Island (rund  $67\frac{1}{2}^{\circ}$  N,  $18^{\circ}$  W Gr.) aus, das im Norden dieser Insel noch stellenweise mit einer Intensität von VII bis VIII<sup>o</sup> Rossi-Forel auftrat, aber nicht mehr in ihrem südwestlichen Teil verspürt wurde [5]. Hier aber machten sich an demselben Morgen und später wie auch an den folgenden Tagen vor allem auf der Halbinsel von Reykjanes eine größere Anzahl von Erschütterungen, darunter zum Teil sehr starke, geltend, von denen die bedeutendste rund 2 Stunden nach dem Großbeben nördlich von Island eintrat und mit einer Intensität von X<sup>o</sup> R-F die eigentliche Stoßreihe (abgesehen von nur fünf schwachen früheren Erschütterungen) einleitete. Doch blieben alle Stöße auf die nähere Umgebung des Leuchtturms von Reykjanes beschränkt; selbst der stärkste Stoß wurde in Reykjavik nur noch von einem dort stationierten Seismographen registriert, aber nicht mehr gefühlt. Außerdem stellten sich indessen *nach* dem Großbeben im Norden auch noch an dem gleichen Vormittag schwache örtliche Stöße in Reykjavik und weiter östlich bis zur Hekla ein. *Die Gesamtheit dieser seismischen Ereignisse in dem habituellen Schüttergebiet des Südwestens*, von denen diejenigen am Leuchtturm nach allen dort bisher gemachten Erfahrungen unmittelbar mit dem Vulkanismus dieses Bezirks zusammengehangen haben werden, *dürften bei einem Abstand von 400 bis 500 km mittelbar durch den schweren Erdstoß in der südlichen Randzone des Europäischen Nordmeeres angeregt worden sein.*

Ein ganz ähnlicher Zusammenhang der beiden Stoßregionen im Norden und Südwesten hat sich nach E. G. Harboe [5] auch bei den Beben im Juni 1888 und Februar 1899 geäußert; und Th. Thoroddsen ([25], S. 255 ff.) weist darauf hin, daß ebenso zwischen den an Bruchzonen gebundenen Vulkanen im Süden und im Norden über den Vatnajökull und die Askja Verbindungen bestehen, die gelegentlich zu mehr oder weniger gemeinsamer Tätigkeit führen können.

Daß in dem in sich zusammenhängenden, weniger ausgedehnten und von zahlreichen Bruchlinien durchzogenen seismisch regen Senkungsfelde des südlichen Tieflandes gegenseitige Beziehungen zwischen einzelnen dort auftretenden tektonischen Erdbeben vorhanden sind, ist weniger auffallend, obwohl es besonders beachtenswert wäre, wenn sich die von Thoroddsen ([25], S. 457 f.) ausgesprochene Vermutung, daß hier *eine Tendenz des Fortschreitens seismischer Störungen von Osten nach Westen* bestehe, als real erweisen sollte. Beobachtungen über den Verlauf der schweren Beben hier vom 26. August bis zum 10. September 1896 und über einige ältere aus dem 17. und 18. Jahrhundert deuten auf ein derartiges rascheres oder über längere Zeiträume verteiltes Wandern der Epizentren hin. Jedoch sind auch Ausnahmen von einer solchen Regel vorhanden.

3. Wenn C. F. Kolderup [10] auf Grund einer genaueren Untersuchung der *norwegischen Beben* während der 25 Jahre von 1887 bis 1911 zeigen konnte, daß Gesetzmäßigkeiten bezüglich gegenseitiger Beziehungen zwischen einzelnen



seismischen Regionen, so insbesondere zwischen dem nordländischen, dem nordwestländischen, dem südwestländischen Bezirk und dem Gebiet des Kristianiafjords nicht bestehen und auch kein ausgeprägt regelhafter Zusammenhang mit dem Auftreten der *schwedischen Beben* nachweisbar ist, so mag dies aber sehr wohl daran liegen, daß in Norwegen wie in Schweden (und auch in Finnland) eine genetische Verknüpftheit der Erdbeben mit Brüchen durchaus zurücktritt, für ganz *Fennoskandien* vielmehr als seismische Ursache vordringlich ein allgemeines Aufsteigen der Landmasse in Betracht kommt. In Fennoskandien handelt es sich also nicht um Dislokationsbeben im engeren Sinne, die etwa gar an längere, sich von einem Bezirk in den anderen erstreckende Störungszonen im Gebirge gebunden sind. Wie sich hier gegenwärtig im wesentlichen nur eine eisisostatisch oder auch epirogenetisch bedingte Landhebung abspielt, so sind auch die eigentlichen tektonischen Störungen durchweg verheilt.

Das Ergebnis von Kolderup hinsichtlich der *Beziehungslosigkeit der einzelnen norwegischen Erdbebengebiete untereinander* findet der Verfasser auch für den jüngsten 24jährigen Zeitraum von 1912 bis 1935 (Tabelle 1 und Fig. 1 bis 5)

Tabelle 1. Norwegische Erdbeben 1887—1935. (Häufigkeit in Pentaden; nur der letzte Zeitabschnitt 1932—1935 umfaßt vier Jahre)

Gebiet	(1) 1887 —1891	(2) 1892 —1896	(3) 1897 —1901	(4) 1902 —1906	(5) 1907 —1911	(6) 1912 —1916	(7) 1917 —1921	(8) 1922 —1926	(9) 1927 —1931	(10) 1932 —1935	1887 —1911	1912 —1935	1887 —1935
I	2	9	9	1	3	—	2	—	1	—	24	3	27
II	18	11	20	20	12	7	3	2	3	2	81	17	98
III	7	6	9	2	6	2	3	1	1	1	30	8	38
IV <sub>1</sub>	34	39	26	27	44	24	22	16	16	3	170	81	251
IV <sub>2</sub>	11	12	13	8	21	5	17	6	12	4	65	44	109
V	12	6	2	8	7	7	3	1	5	1	35	17	52
VI	8	11	5	34*)	15	2	5	3	3	3	73	16	89
VII	6	6	1	3	4	1	1	3	3	—	20	8	28
Summe	98	100	85	103	112	48	56	32	44	14	498	194	692

I: Tromsö u. Finmarken. II: Nordlands Amt. III: Trondhjem, Nordmøre u. Romsdal. IV<sub>1</sub>: Nördliches Westland. IV<sub>2</sub>: Südliches Westland. V: Südland. VI: Region des Kristianiafjords. VII: Zentrales Hochgebirge.

insofern bestätigt, als wieder gerade die beiden regsten und einander benachbarten seismischen Bezirke, nämlich der nordwestländische Bezirk zwischen Aalesund und Bergen (IV<sub>1</sub>, Gesamtstoßzahl 81) und der südwestländische zwischen Bergen und Stavanger (IV<sub>2</sub>, Gesamtstoßzahl 44), hinsichtlich der jährlichen Häufigkeit der Beben keine bestimmte Korrespondenz erkennen lassen: Eine Zunahme (bzw. Abnahme) der Stoßzahl in dem einen Gebiet entspricht bald einer Zunahme, bald einer Abnahme in dem anderen. Würde man den Erschütterungen je nach der Größe des von ihnen betroffenen Areals verschiedene Gewichte zuteilen, so

\*) Darunter das bedeutende Erdbeben vom 23. Oktober 1904 mit seinen Nachstößen.



würde sich im Endergebnis nichts ändern, wie ein Vergleich der auf diese Weise von Kolderup für 1887 bis 1911 gewonnenen Kurven der Seismizität mit den Kurven der einfachen Bebenhäufigkeit lehren kann.

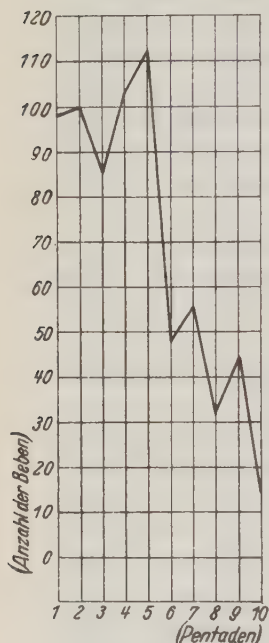


Fig. 1. Häufigkeit der norwegischen Erdbeben (Gesamtgebiet) nach Pentaden (1, 2, 3 ... 10) des Zeitraumes 1887 bis 1935. [Der letzte Zeitabschnitt (10) umfaßt nur vier Jahre]

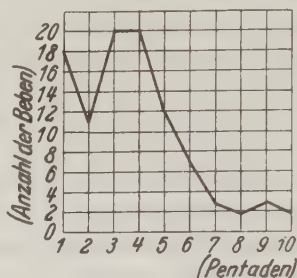


Fig. 2. Häufigkeit der Erdbeben in Nordlands Amt (Gebiet II) nach Pentaden

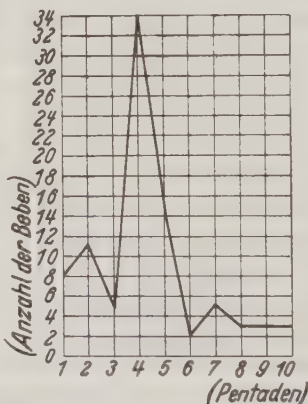


Fig. 5. Häufigkeit der Erdbeben in der Region des Kristianiafjords (Gebiet VI) nach Pentaden

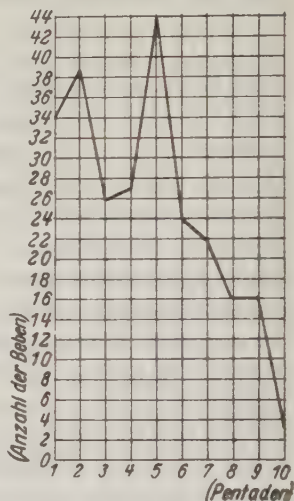


Fig. 3. Häufigkeit der Erdbeben im nördlichen Westland (Gebiet IV₁) nach Pentaden

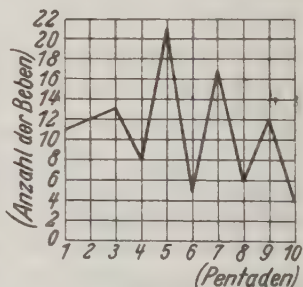


Fig. 4. Häufigkeit der Erdbeben im südlichen Westland (Gebiet IV₂) nach Pentaden

Während aber in der ersten Periode (1887 bis 1911) die Stoßzahlen auch in den am wenigsten regsamen Bezirken von Tromsö und Finmarken (I), Trondhjem (III) und dem zentralen Hochgebirge (VII) noch 20 bis 30 betrug und die Anzahl aller norwegischen Beben sich auf 498 belief, lag die Stoßzahl in der nur um ein Jahr kürzeren zweiten Periode (1912 bis 1935) außer in jenen drei Bezirken

auch noch im nordländischen und südländischen Bezirk (II und V) sowie in der Zone des Kristianiafjords (VI) unter 20 und betrug die Gesamtsumme nur 194. Bei Betrachtung der Pentadensummen zeigt sich, daß in der Tat nach der fünften Pentade ein erheblicher Abfall der Erdbeben-tätigkeit im ganzen einsetzt, welcher dann unter leichten Schwankungen bis zur Gegenwart anhält. In den fünf ersten Pentaden erweist sich die Erdbeben-tätigkeit von ganz Norwegen als erheblich stärker bei ähnlichen Schwankungen. (Siehe besonders Tabelle 1 unterste Zeile und Fig. 1). Fassen wir dabei noch die vier aktivsten Gebiete, nämlich II, IV<sub>1</sub>, IV<sub>2</sub> und VI näher ins Auge, so können wir auch hier in jedem Gebiet für sich von der sechsten Pentade ab mehr oder weniger deutlich das Vorherrschen einer abflauenden Tendenz der seismischen Regsamkeit erkennen. Im einzelnen sind nun aber, und zwar bei IV<sub>2</sub> auch in den letzten 24 Jahren, vergleichsweise ansehnlichere Schwankungen vorhanden, die sich wie bei den Einjahressummen nicht wohl in eine gesetzmäßige Beziehung zueinander setzen lassen, da die verschiedensten Kombinationen vorkommen (siehe Tabelle 1 und Fig. 2, 3, 4 und 5). Da Gebiet IV<sub>1</sub> mit gut 36% der Gesamtsumme bei weitem die meisten Beben aufweist, ähnelt natürlich auch, wie ein Vergleich von Fig. 3 mit Fig. 1 lehrt, der Häufigkeitgang hier am stärksten demjenigen für das ganze Norwegen. So bleibt denn nur die allgemeinere Erscheinung bestehen, daß in den letzten rd. fünf- und zwanzig Jahren in Norwegen eine merkliche Abnahme der seismischen Aktivität stattgefunden hat, was schließlich auch dadurch noch erhärtet wird, daß die Anzahl der größeren Beben mit einem makroseismischen Bereich > 40000 qkm gegenüber 12 von 1887 bis 1911 nur 6 bis 7 in der Zeit von 1912 bis 1935 betragen hat. *Man muß wohl danach schließen, daß wenigstens in Norwegen die Intensität des Hebungsvorganges in der letzten Zeit etwas nachgelassen hat.*

4. Anders geartet sind die seismogenetischen Verhältnisse in Österreich, wie schon eine Studie von E. Sueß [22] aus dem Jahre 1873 über die Erdbeben Nieder-österreichs dartut. Hier treten ausgesprochene längere geologische Störungszonen auf, die zugleich deutlich seismisch bevorzugt sind. Auch wird, der Idee nach klar, obschon auf vielfach unsicherer Beobachtungsgrundlage fußend, auf die Möglichkeit einer gegenseitigen Beeinflussung nicht unmittelbar benachbarter Bebenherde hingewiesen. Diesem Gedanken, der ja auch von A. von Lasaulx, E. Reyer, R. Hoernes u. a. weiter verfolgt worden ist, hat neuerdings dann wieder Fr. Heritsch [6, 7, 8] Raum gegeben, indem er beispielsweise die Aufmerksamkeit besonders auf mögliche Relaiswirkungen in der Region des Mur- und Mürztals lenkte, wo namentlich die Gegend von Pernegg und Mixnitz und auch Frohnleiten vielfach seismisch anspricht bei Erdbeben, deren eigener makroseismischer Bereich nicht bis hierher reicht, sei es, daß es sich nur um Vorgänge im Mur- und Mürztal selber oder um fernere, z. B. kroatische Bebenherde handelt. (Siehe noch Fr. Kautsky [9].) Es wird auch darauf hingewiesen, daß es durchaus sinnvoll sein kann, außer von eigentlichen Relais- oder Simultanbeben gegebenenfalls noch von Vor- bzw. Nachrelaisbeben zu sprechen, insofern eben die endogenen Spannungen sich schon vor ihrer Auslösung im Hauptschüttergebiet in einer

labilen benachbarten Gegend stoßerregend äußern können bzw. noch nach Eintritt des Hauptbebens in der Umgebung seismisch nachzuwirken vermögen. Als Beispiel hierfür können auch die oben S. 248/244 geschilderten Vorgänge vom 22. Januar 1910 auf Island gewertet werden.

Ohne unsererseits die spezifisch geologischen Verhältnisse im einzelnen ins Auge fassen zu wollen, haben wir nun zwecks weiterer — im wesentlichen einfach statistischer — Untersuchung derartiger denkbarer Beziehungen zwischen getrennten Erdbebengebieten (und zwar auch bei etwas lockererer räumlicher und zeitlicher Verknüpfung der Ereignisse) nach den für die Jahre 1909 bis 1915 von der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien veröffentlichten makroseismischen Übersichtstabellen [1] die einzelnen auf die Gebiete von Deutsch-Tirol und Vorarlberg (DTV), Salzburg (Sa), Oberösterreich (OÖ), Niederösterreich (NÖ), Steiermark (St) und Kärnten (Kä) entfallenden Einzelbeben gebiets- und monatsweise ausgezogen. (Ab 1916 kann das Material nicht mehr als vollständig angesprochen werden.) Fragliche Beben sowie Ausstrahlungen von Beben mit Epizentren außerhalb dieser Gebiete wurden sinngemäß nicht berücksichtigt; wohl aber wurden etwaige Vor- und Nachstöße einzeln mitgezählt, sofern sie

Tabelle 2. Jährliche und regionale Verteilung der Erdbeben in Österreich 1909—1915

Gebiet	1909	1910	1911	1912	1913	1914	1915	1909—1915
DTV . . . . .	23	36	19	8	29	40	27	182
Sa . . . . .	3	4	0	0	3	1	3	14
OÖ . . . . .	15	8	7	9	8	9	9	65
NÖ . . . . .	10	9	5	17	1	2	6	50
St . . . . .	42	56	23	16	6	8	10	161
Kä . . . . .	10	13	11	7	0	4	1	46
DTV . . . . .	23	36	19	8	29	40	27	182
Sa + OÖ + NÖ	28	21	12	26	12	12	18	129
St + Kä . . . .	52	69	34	23	6	12	11	207
Summe . . . .	103	126	65	57	47	64	56	518

DTV: Deutsch-Tirol u. Vorarlberg. Sa: Salzburg. OÖ: Oberösterreich. NÖ: Niederösterreich. St: Steiermark. Kä: Kärnten.

nicht wieder zu Hauptbeben jenseits der gesteckten räumlichen Grenzen gehörten. Für den seismischen Spannungszustand eines Bezirks, der möglicherweise auf eine andere Gegend übergreift, erscheint die Gesamtheit der jeweilig von einem Schüttergebiet ausgehenden Erdstöße charakteristisch. Erschütterungen, welche zugleich in mehreren der genannten Landesteile auftraten, wurden aber natürlich nur dort gezählt, wo ihr Ausgangsgebiet lag. Die Gesamtzahl der so für den angegebenen siebenjährigen Zeitraum ermittelten Erdbeben beläuft sich auf 518; doch erreichten von ihnen nur 4 die Stärke VII<sup>0</sup> und außerdem noch 12 die Stärke VI<sup>0</sup> der zwölfteiligen Skala Mercalli-Cancani (gleich Forel-Mercalli). In dem Verlauf der Bebenhäufigkeit von Jahr zu Jahr zeigt sich nur bei St und Kä ein etwas ausgeprägter Parallelismus (Fig. 6); im übrigen können gegenseitige Beziehungen nicht wohl festgestellt werden. Während die Stoßhäufigkeit in

DTV relativ starken Schwankungen ausgesetzt war (zwei Maxima von 36 und 40 sowie ein Minimum von 8), bewegte sich dieselbe für Sa nur zwischen den Grenzen 9 und 4; und in OÖ war sie ab 1910 praktisch konstant (7 bis 9 Stöße jährlich), dagegen zeigten sich in NÖ gerade nach 1910 beträchtlichere Schwankungen

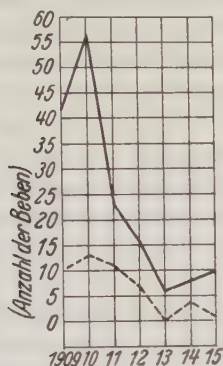


Fig. 6. Häufigkeitsgang der Erdbeben in Steiermark (—) und in Kärnten (---) nach Jahren in dem Zeitraum 1909 bis 1915

(ein Maximum von 17 und zwei Minima von 5 und 1) (Tabelle 2).

Wenn man, um mit etwas größeren Zahlen arbeiten zu können, Sa, OÖ und NÖ sowie St und Kä zusammenfaßt, ist allein zwischen DTV einerseits und St und Kä andererseits ein guter Parallelismus von 1909 bis 1912 erkennbar, sonst aber eine klarere durchgehende Regelmäßigkeit, auch spiegelbildlicher Art, nicht zu statuieren (Fig. 7). Vergleichen wir den Gang der monatlichen Häufigkeit in jedem einzelnen Jahr, so tritt wiederum im allgemeinen

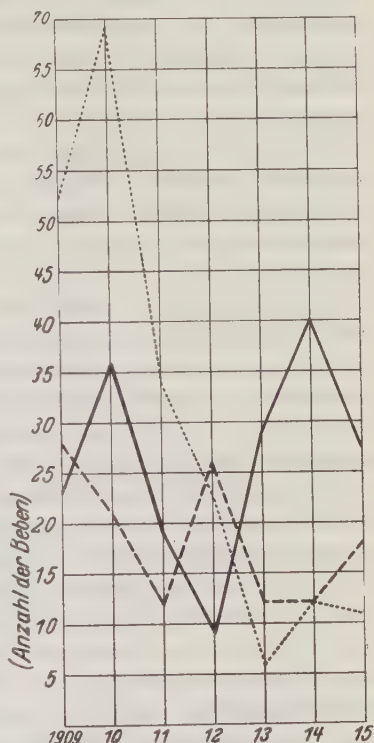


Fig. 7. Häufigkeitsgang der Erdbeben in Deutsch-Tirol und Vorarlberg (—), in Salzburg, Ober- u. Niederösterreich (---) sowie in Steiermark u. Kärnten (·····) nach Jahren in dem Zeitraum 1909 bis 1915

durchaus Regellosigkeit in den gegenseitigen Beziehungen hervor. Wegen sonst zu kleiner Zahlen wurde jetzt jedoch die Betrachtung allein unter der oben angegebenen Zusammenfassung der einzelnen Bezirke durchgeführt, wobei sich aber vielfach auch nur geringe Stoßfrequenzen mit entsprechend kleinen und daher nicht viel besagenden Schwankungen herausstellten. Allein im Jahre 1910 zeigt sich zwischen den Kurven für DTV und Sa, OÖ, NÖ einiger Parallelismus, hingegen zwischen diesen beiden Kurven und der Kurve von St und Kä in den



ersten 7 Monaten recht deutlich eine spiegelbildliche Beziehung; und im Jahre 1915 überwiegt Parallelismus zwischen allen drei Kurven. Bei dem im übrigen hiervon recht abweichenden und untereinander wieder verschiedenen Verhalten der einzelnen Häufigkeitsgänge kann diesen Besonderheiten kaum Gewicht beigelegt werden, weswegen auch von einer Wiedergabe der Kurven abgesehen wurde. Für den untersuchten siebenjährigen Zeitraum dürfte jedenfalls das Bestehen *allgemeinerer* Gesetzmäßigkeiten hinsichtlich einer gegenseitigen Beeinflussung in der Erdbebentätigkeit der betrachteten Gebiete nicht anzunehmen sein.

Werfen wir nun aber unser Augenmerk in erster Linie auf die stärkeren Beben mit einer Intensität  $\geq V^0$  M-C, so sei auf einige Vorkommnisse in DTV und St aus den Jahren 1910, 1911, 1912 und 1914 hingewiesen, bei denen es sich doch vielleicht um eine endogene Fernverknüpfung an sich selbstständiger Beben handelt.

Das Erdbeben in DTV und angrenzendem Gebiet vom 13. Juli 1910 (9<sup>h</sup> 32<sup>m</sup> MEZ.), welches vom Mieminger-Gebiet zwischen Inn und Wetterstein-Gebirge mit einer Maximalintensität VII<sup>0</sup> ausging und im Südosten u. a. noch bis Gastein, nur etwas über 90 km von Klagenfurt entfernt, fühlbar war, hatte namentlich am 13. Juli bis Mitternacht in seiner Epizentralregion und Nachbarschaft noch eine Reihe schwächerer Nachstöße. Um Mitternacht vom 13. auf den 14. Juli wurde eine Erschütterung von III bis IV<sup>0</sup> Stärke auch im Diluvialschotter der Klagenfurter Ebene wahrgenommen. Ob eine Relaisbeziehung zu dem Bebenvorgang in DTV vorliegt, läßt sich natürlich nicht beweisen; doch erscheint die Tatsache des nahen zeitlichen Zusammenfallens dieser Ereignisse bemerkenswert.

Im Jahre 1911 fanden in einem Zwischenraum von nur 12 $\frac{1}{3}$  Tagen ein ausgedehntes Beben am 24. April in Nordwesttirol und Vorarlberg (Intensität III bis VII<sup>0</sup>) und ein anderes am 7. Mai im Mieminger-Wetterstein-Gebiet sowie im benachbarten Bayern (III bis VI<sup>0</sup>) statt. Die pleistoseisten Bezirke waren nicht mehr als rund 60 km voneinander entfernt, so daß es naheliegt, hier von einem sprunghaften Wandern der seismischen Energie in einer im ganzen in reifem Spannungszustand befindlich gewesenen Zone der nördlichen Kalkalpen zu sprechen. Und dies gilt vielleicht auch noch bezüglich eines dritten Bebens, welches freilich erst nach fast 2 $\frac{1}{2}$  Monaten am 18. Juli im Unterinntal (III bis V<sup>0</sup>) in nur etwa 30 km Abstand ostwärts von der Erschütterung am 7. Mai folgte.

Nicht mehr als rund 26 Stunden lagen im Jahre 1914 wieder in derselben nördlichen Alpenkette ein am 30. August in Vorarlberg und dem benachbarten Teil der Schweiz aufgetretenes Beben (Intensität III bis V<sup>0</sup>) und eine Erschütterung am 31. August auseinander, welche mit II bis VII<sup>0</sup> Stärke das Karwendel-Gebirge und die angrenzenden Stubai- und Tuxer-Alpen betraf. Bei etwas anderer Lage wie diejenige im Jahre 1911 betrug die Entfernung doch auch nur rund 130 km (Feldkirch-Innsbruck). Dem ersten Beben waren bereits im südlichen Teil seines Schüttergebietes ein Beben begrenzter Ausdehnung (Intensität III bis IV<sup>0</sup>) am 12. Juli sowie östlich außerhalb desselben im Lechtal zwei lokale Beben am

19. Juli (III bis V<sup>0</sup>) und 16. August (III bis IV<sup>0</sup>) vorausgegangen; und ihm folgten im Schüttergebiet selbst noch am gleichen Tage schwächere Nachstöße. Zu dem zweiten Beben am 31. August, das schon am 2. und 4. Januar beachtenswertere Vorgänger (III bis IV<sup>0</sup> und III bis V<sup>0</sup>) hatte, gesellten sich innerhalb seines makroseismischen Bereichs zahlreiche schwächere Nachstöße bis gegen Mitte September, dazu aber noch am 6. September ein kräftigeres Nachbeben von einer Stärke bis zu VI<sup>0</sup>. Am 14. und 19. September erwachte indessen die seismische Tätigkeit in beschränktem Umfange auch wieder in Vorarlberg (Intensität III bis IV<sup>0</sup>).

Auch Ende des Jahres 1914 finden wir noch eine ähnliche, obschon losere zeitliche Verkoppelung zwischen diesen beiden habituellen Stoßgebieten vor. Am 30. November trat von neuem ein ausgedehntes Beben im Gebiet des Mieminger- und des Karwendel-Gebirges wie der Stubai- und der Tuxer-Alpen auf (Intensität III bis VI<sup>0</sup>), dem am Vortage im zentralen Teil seines Schütterbereiches bereits ein Beben von der Stärke III bis V<sup>0</sup> vorangegangen war und dem dann noch bis in das nächste Jahr hinein schwächere Nachstöße folgten. Am 23. Dezember aber machte sich ebenfalls wieder eine seismische Regsamkeit in Vorarlberg und dem anstoßenden Schweizer Bezirk geltend (III bis IV<sup>0</sup>).

Endlich mögen aus dem Jahre 1912 noch die Beben herangezogen werden, welche im Januar und Februar in Steiermark beobachtet wurden. Nachdem am 22. Januar Mittelsteiermark und ein kleiner Teil von Obersteiermark mit einer Stärke bis zu VI<sup>0</sup> in Frohnleiten-Pernegg im mittleren Murtal erschüttert worden war, stellten sich nach nur eben über zwei Wochen am 6. Februar sowohl im Bezirk des oberen Murtales (Intensität IV bis V<sup>0</sup>) als auch im unteren Murtal (Intensität ?), d. h. nicht weit außerhalb des makroseismischen Bereichs in rund 80 km bzw. am Rande des eigentlichen Schüttergebiets in rund 60 km Entfernung von der Epizentralzone des ersten Bebens ebenfalls Erdstöße ein.

Diese an Beispielen von wenigen Jahren aufgezeigte mehr oder weniger enge zeitliche Verknüpfung der seismischen Äußerungen in einigen um 30 bis 180 km auseinander liegenden Schüttergebieten der Ostalpen, insbesondere ihrer nördlichen Zone, läßt eine irgendwie geartete gegenseitige endogene Beeinflussung bzw. Abhängigkeit getrennter Stoßregionen durchaus in den Bereich des Wahrscheinlichen rücken, obwohl diese Beziehungen hier, wie dargetan worden ist, im allgemeinen nicht derart sind, daß sie sich etwa in bestimmten Korrelationen zwischen Bebenhäufigkeitskurven einzelner seismischer Gebiete widerspiegeln. Daß immerhin auch mit einer solchen Möglichkeit zu rechnen ist, zeigt besonders noch eine Untersuchung von V. Conrad [2] über „Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten“, indem wir hierbei von einigen schon oben besprochenen, anscheinend zeitweise vorliegenden Korrelationen als in ihrer gesetzmäßigen, nicht zufälligen Existenz keineswegs gesichert ganz absehen. Eine Fourier-Analyse des Häufigkeitsganges von Nahbebenregistrierungen in Wien während der 20 Jahre von 1906 bis 1925 ergab nach Conrad sowohl für die alpinen wie auch für die apenninisch-dinarischen Beben eine halbjährige Welle, wobei indessen beide Wellen deutlich spiegelbildlich zueinander orientiert sind, und zwar derart, daß

im Frühling und Herbst ein Maximum der Beben alpiner Herkunft und ein Minimum der Beben aus den Apenninen und Dinarischen Alpen statthat, während im Sommer und Winter die Verhältnisse gerade umgekehrt liegen. Man könnte also mit dem Autor daran denken, daß die seismische Tätigkeit in dem einen Gebiet jeweilig durch diejenige in dem anderen kompensiert wird; doch kann auch hier, wie nachgewiesen und hervorgehoben wird, nach Wahrscheinlichkeitskriterien die Realität der errechneten jährlichen Doppelwelle nicht als sicher gelten.

Was insbesondere die Möglichkeit einer seismischen Fernbeeinflussung innerhalb des nördlichen Alpenzuges in DTV betrifft, so sei darauf aufmerksam gemacht, daß nach J. Schorn [17] als sogenannte Innlinie sich eine zusammenhängende erdbebenreiche Zone vom Arlberg über Zams und Roppen am Inn bis gegen Kufstein hin erstreckt, längs welcher sich sehr wohl die seismische Energie dann sprunghaft verlagern könnte, wenn der ganze hier in Betracht kommende Gebirgszug mehr oder weniger einheitlich in der Tiefe stärkeren endogenen Spannungen ausgesetzt ist. Doch sei bemerkt, daß nach Heritsch wie auch nach Schwinner [18, 19, 20] wenigstens in den seismischen Verhältnissen der nordöstlichen Alpen (vorzugsweise in der makroseismischen Gestaltung der Schüttergebiete einzelner Erdbeben) Beziehungen zum Untergrund zum Ausdruck kommen, die hinsichtlich des ostwestlichen Streichens der Alpen durchaus transversalen Charakter haben und nach Schwinner auf einen Zusammenhang mit dem tieferen nordsüdlich orientierten Unterbau variskischen oder noch höheren Alters schließen lassen.

So soll auf diese Weise in der Tiefe auch eine Verbindung zwischen den Zentralalpen und der Böhmischem Masse bestehen und bewirkt werden, daß z. B. gelegentlich bei steierischen Beben die Bodenerschütterung längs transversal verlaufender Führungstreifen unter den Kalkalpen fort nach Böhmen zu weitergeleitet wird. Wir wollen diesem besonderen, a. a. O. eingehender dargelegten Sachverhalt nicht weiter nachgehen, da es im Rahmen unserer allgemeineren Untersuchung zu sehr ins einzelne führen würde, jedoch betonen, daß bei Vorhandensein derartiger struktureller Beziehungen im Untergrund, abgesehen von der eben erwähnten Eigenheit in der makroseismischen Ausbreitung bestimmter Erdbeben, ebenfalls mit der Möglichkeit einer sprunghaften Verlagerung der seismischen Aktivität und entsprechender Auslösung an sich selbständiger Beben zu rechnen ist, es sei denn, daß ein Teil des ganzen Gebietes — wie in dem vorliegenden Fall Böhmen — von einer alten, endogen im wesentlichen zur Ruhe gekommenen Masse ausgemacht wird und dadurch ein solcher Vorgang zum mindesten sehr erschwert ist.

In der Tat ergeben sich, wie eine Durchsicht der Bebenmeldungen lehrte, während der sieben Jahre von 1909 bis 1915 für die Beben der böhmischen Region keine derartigen Beziehungen zu den Beben der nordöstlichen Alpen, namentlich von Steiermark und Kärnten. Weder läßt der Häufigkeitsgang der Beben von Jahr zu Jahr noch derjenige innerhalb der einzelnen Jahre von Monat zu Monat bestimmte gesetzmäßige Zusammenhänge hervortreten; und solche zeigen sich



auch im einzelnen nicht bei den stärkeren Erschütterungen. Sehen wir von einem ganz lokalen Stoß im mährisch-schlesischen Steinkohlengebirge (Intensität V bis VI<sup>0</sup>) am 5. November 1909 ab, so sind in Böhmen an bemerkenswerteren Ereignissen nur die beiden Bebenschwärme vom 1. bis 4. April 1911 im Vogtland und Nachbarschaft mit zwei Hauptstößen von V<sup>0</sup> und V bis VI<sup>0</sup> Stärke und am 22. bis 23. April 1914 im nördlichen Fichtelgebirge mit einem Hauptstoß von V<sup>0</sup> Stärke zu erwähnen. Auch für diese, allerdings dem äußersten Nordwesten angehörenden Vorkommnisse sind keinerlei Beziehungen zu seismischen Vorgängen in den nordöstlichen Alpen erkennbar.

5. Abschließend sei der Frage einer ursächlichen Verbundenheit zwischen an sich autochtonen Erdbeben in seismotektonisch wesentlich einheitlich aufzufassenden Regionen über größere Entfernungen und zeitliche Zwischenräume hinweg nun noch an Hand der zerstörenden Beben von IX bis X<sup>0</sup> Rossi-Forel (gleich VIII bis XII<sup>0</sup> Mercalli-Cancani) im Gebiet der *Philippinen* nachgegangen.

In den 326 Jahren von 1600 bis 1925 finden sich nach einem in zweiter Bearbeitung von M. S. Masó [11] vorliegenden Katalog unter Ausschluß von Vulkan- ausbrüchen und der mit ihnen einhergehenden Erschütterungen in den Philippinen 43 Erdbeben aufgeführt, denen im Epizentralgebiet eine Intensität von IX oder X<sup>0</sup> R-F zugeschrieben wird. Vielfach liegt der Herd in dem angrenzenden Meeres- teil, wie namentlich in der Philippinen-Rinne am Ostrande des Archipels. Diese Beben mit submarinem Epizentrum wurden dann natürlich nur soweit erfaßt, als sie auch das benachbarte Inselgebiet mit der angegebenen Intensität in Mit- leidenschaft gezogen haben. Beben im Bezirk der zu den Philippinen gehörigen Batan-Inseln, 200 km nördlich von Luzon, kamen nicht mehr in Betracht. Es handelt sich demnach jedenfalls immer um Beben, welche der eigentlichen Archipel- region zuzurechnen sind. Doch dürfte selbst die Liste der schweren Beben erst für die spätere Zeit praktisch vollständig sein, etwa seit 1862, von welchem Zeit- punkt ab auch Masó das Material für eine Erdbebenkarte der Philippinen ver- wandte. Im 17. Jahrhundert ist über 9 Beben der angegebenen Stärke berichtet worden; im 18. Jahrhundert beläuft sich die Anzahl auf 3, im 19. Jahrhundert auf 22 und von 1900 bis 1925 auf 9. Auf die 64 Jahre von 1862 bis 1925 entfallen 27 Beben, und zwar auf die erste Hälfte dieses Zeitraums 15, auf die zweite Hälfte 12. In diesen letzten sechs bis sieben Jahrzehnten kann also die Erfassung der schweren Beben im ganzen Archipel als recht gleichmäßig gelten. In der früheren Zeit besteht selbst Lückenhaftigkeit in der Berichterstattung bei alleiniger Berücksichtigung von Luzon oder gar nur des mittleren Teiles dieser Insel mit der Hauptstadt Manila. So wissen wir aus Zentral-Luzon zwischen der Bucht von Lingayen im Norden und den Orten Batangas und Tayabas im Süden während des 17. und 18. Jahrhunderts nur von 6, während der restlichen 1<sup>1</sup>/<sub>4</sub> Hundert Jahre bis zur Gegenwart (1925) indessen von 7 zerstörenden Beben. Es ist daher zweckmäßig, sich zur Hauptsache auf die neuere Zeit, etwa ab 1862, zu be- schränken, wobei dann aber der Gesamtbereich der Philippinen in die Be- trachtung einbezogen werden kann.



Die für uns in erster Linie maßgebend gewesenen Beben der Stärkegrade IX und X<sup>0</sup> R-F sind als selbständige Beben in dem Sinne zu beurteilen, daß keines von ihnen als eigentliches Nachbeben eines vorausgegangenen noch stärkeren Hauptbebens anzusehen ist. Manchen von ihnen aber folgte natürlich eine große Zahl von Nachstößen auch hoher Intensität — bis zu VIII<sup>0</sup> —; doch kam denselben für uns nur mehr sekundär einige Bedeutung zu. Im ganzen genommen dürfte somit das hier benutzte Bebenmaterial als ziemlich homogen zu betrachten sein, wenn es auch in einzelnen Fällen zweifelhaft gewesen sein mag, ob die Stärke IX<sup>0</sup> oder nur VIII<sup>0</sup> erreicht wurde.

Im Mittel beträgt in dem ausgewerteten Zeitraum der Abstand der so ausgewählten 27 Beben voneinander rund  $2\frac{1}{3}$  Jahr. Je viermal tritt aber dabei ein Abstand von nur gut  $\frac{1}{2}$  Tag bis zu 4 Tagen bzw. von 1 bis 5 Monaten auf. Bei den ganz kurzen Abständen handelt es sich in drei Fällen — am 8. und 9. Dezember 1871 in Südwest-Mindanao sowie am 15., 18. und 20. Juli 1880 in Zentral- und Süd-Luzon zweifellos mehr um Wiederholungsbeben, zu denen ja auch die Nachbeben gehören. 1871 wurden in einem Abstand von nur 14 Stunden auf Mindanao beidemal besonders die Bezirke von Lanao und Cotabato mit Erschütterungen von IX<sup>0</sup> Stärke überzogen. 1880 lag der Sachverhalt so, daß einem schweren Beben (X<sup>0</sup>), welches namentlich Manila und Nachbarprovinzen betraf, in seinem pleistoseisten Gebiet  $3\frac{1}{2}$  Tage vorher ein Beben der Intensität IX<sup>0</sup> mehr ostwärts in den Provinzen Laguna und Tayabas vorausging und gut 2 Tage nachher wieder ein Beben von IX<sup>0</sup> Stärke in der Provinz Laguna folgte.

Der vierte Fall trat 1902 ein, indem nach einem schweren Beben (X<sup>0</sup>) am 21. August in Südwest-Mindanao mit einem Epizentrum im nördlichen Teil der Illana-Bay 4 Tage später ein Beben (IX<sup>0</sup>) im südöstlichen Teil der Insel Panay eintrat. Ob bei der etwa 400 km betragenden Entfernung der beiden Epizentralgebiete eine ursächliche Verbundenheit des zweiten mit dem ersten Beben bestanden hat, ist natürlich nicht sichergestellt; immerhin war das Schüttergebiet auf Mindanao so rege, daß innerhalb der ersten acht Tage über 400 Nachstöße gezählt wurden, unter denen einige VI und VII<sup>0</sup> Stärke erreichten, so daß sich die besonders hier geäußert habende endogene Aktivität zu dieser Zeit hinreichend umfassend gewesen sein könnte, um sich außerdem noch in der wahrscheinlich gerade auch im labilen Zustand befindlichen Region auf Panay bebenauslösend geltend zu machen, und sei es auch nur in dem Sinne, daß es hier vielleicht lediglich zu einem bedeutenden Einsturzvorgang [12] kam. — Auffallend ist ferner das nur um knapp einen Monat voneinander getrennte Auftreten eines schweren Bebens (X<sup>0</sup>) am 21. September 1897 im westlichen Mindanao und auf den Sulu-Inseln und eines zerstörenden Bebens (IX<sup>0</sup>) am 19. Oktober 1897 auf Samar bei allerdings rund 700 km Entfernung; doch hielt durch 18 Monate und besonders bis Mitte Oktober desselben Jahres im Schüttergebiet des ersten Bebens eine lebhaft seismische Tätigkeit an, wie sich auch auf Samar noch am 19. Oktober ein Nachstoß von der Intensität VIII<sup>0</sup> und erst nach Monaten (etwa April 1898) wieder Ruhe einstellte. Es kommt hinzu, daß sich in der vorausgehenden Zeit des Jahres 1897 auch sonst

im Archipel eine große Regsamkeit entfaltet hatte. Nur 10 Stunden vor dem Beben am 21. September in West-Mindanao und auf den Sulu-Inseln war schon eine Erschütterung von immerhin VIII<sup>0</sup> Stärke in Nordwest-Mindanao (Bezirk Dapitan) eingetreten. Ferner hatten Beben der gleichen Intensität am 8. April das Tal des Agusan-Flusses in Ost-Mindanao und am 13. Mai die Samar benachbarte Insel Masbate betroffen, nicht zu reden von einem Beben (VIII<sup>0</sup>) am 15. August in dem hiervon ganz abgelegenen Gebiet von Süd-Ilocos an der Nordwestküste von Luzon und einem großen Ausbruch des Vulkans Mayon in Südost-Luzon am 25. Juni. So mag es sich auch jetzt wieder um eine bedeutende Menge endogener Energie gehandelt haben, die sich in einem weiten Bereich der Inselgruppe aufgespeichert hatte, um in an sich erdbebenreifen Gegenden in verhältnismäßig schneller Folge sprunghaft zur Auslösung zu gelangen.

Schwerer noch, eine reine Zufälligkeit anzunehmen, ist es aber jedenfalls bei den je zwei Beben, welche sich im Abstände von 5 bzw. 4 $\frac{1}{2}$  Monaten 1885 bzw. 1924 auf Mindanao ereigneten. Am 22. Februar 1885 wurden die Provinzen Surigao und Caraga längs der Ostküste der Insel am Rande der Philippinen-Rinne von einem Beben der Intensität IX<sup>0</sup> betroffen, und am 23. Juli desselben Jahres stellte sich ein noch erheblich stärkeres Beben (X<sup>0</sup>) in Nordwest-Mindanao (Bezirk von Dapitan) ein, dessen Herd im ost-nordöstlichen Teil der Sulu-See zu suchen ist. Dapitan ist von der Ostküste rund 300 km entfernt. — Im Jahre 1924 folgte einem ganz schweren Beben, das am 14. April die Provinz Davao in Südost-Mindanao mit der Intensität IX<sup>0</sup> überzog und seinen Herd in der Philippinen-Rinne in 6.5<sup>0</sup> N, 127.0<sup>0</sup> E (Intern. Seism. Summary) hatte, am 30. August ein anderes, wenn auch schwächeres Großbeben aus der Philippinen-Rinne, dessen pleistoseistes Gebiet (IX<sup>0</sup>) im Osten der Insel etwas nordwärts verschoben war (Provinzen Surigao und Agusan) und dessen Herd dementsprechend nördlicher, nach dem Intern. Seism. Summary in 8.0<sup>0</sup> N, 126.5<sup>0</sup> E lag. Vor allem unterliegt es wohl im letzteren Falle kaum einem Zweifel, daß das zweite an sich selbständige Beben mit dem ersten verkoppelt war; denn beide Beben gingen von derselben so markanten Störungszone der Philippinen-Tiefe aus; ihre Epizentren lagen aber um 150 bis 200 km, nach anderer Lokalisierung sogar um gut 300 km auseinander. Zudem strahlten u. a. auch am 16. Mai und 11. September leichtere Beben mit einem Epizentrum in rund 11<sup>0</sup> N, 127<sup>0</sup> E und rund 5<sup>0</sup> N, 130<sup>0</sup> E [19] von dieser Tiefseerinne bzw. ihrer unmittelbaren Nachbarschaft aus. *So dürfte es denn gewiß berechtigt sein, zum mindesten im Hinblick auf die Vorgänge von 1924, von einem gelegentlichen Wandern der Epizentren als Ausfluß eines in einer größeren Region längere Zeit wirksamen einheitlichen geotektonischen Prozesses zu spr. chen.*

In dem aus der neueren Zeit noch übrigen Falle eines zeitlichen Zwischenraumes von wenigen Monaten eine Verkoppelung annehmen zu wollen, erscheint uns kaum angängig. Hier ging einem sehr schweren Beben am 14. März 1913, dessen Epizentrum zwischen Mindanao und den Sangi- und Talaut-Inseln gelegen haben dürfte, das aber noch in Süd- und Südost-Mindanao die Stärke IX<sup>0</sup> erreichte,

um gut 4 Monate am 8. November 1912 ein erheblich weniger bedeutendes Beben der Intensität IX<sup>0</sup> bei Sorsogon in Südost-Luzon *voraus*. Dies letztere Beben war zwar auch tektonischen Ursprungs, hatte aber doch zwischen den Buchten Sorsogon und Albay eine recht begrenzte pleistoseiste Zone, so daß es durchaus unwahrscheinlich ist, daß über eine Entfernung von rund 1000 km hinweg eine Beziehung bestanden haben soll.

Als letzte Beispiele einer möglichen genetischen Verknüpftheit schwerer Beben mit verschiedenen Epizentren durch räumlich und zeitlich getrennte Auswirkung endogener Energie von einheitlichem Ursprung seien die Verhältnisse auf Luzon während der Jahre 1880/81 wie auch gegen Ende des weiter zurückliegenden Jahres 1852 noch kurz beleuchtet.

Die schon oben herangezogenen drei bedeutenden Beben im Juli 1880 im mittleren Teil von Luzon, namentlich in der Breite der Bucht von Manila, für deren Hauptschüttergebiet insgesamt eine Erstreckung in nordsüdlicher Richtung von 300 km und in ostwestlicher Richtung von 200 km angegeben wird, wurden im folgenden Jahr durch eine bemerkenswerte Reihe heftiger, wenn auch örtlich begrenzterer Erdbeben in der Provinz Nueva Vizcaya, nur etwa 200 km nördlich von Manila, abgelöst, die im September 1881 mit einem Beben der Stärke IX<sup>0</sup> und drei Beben der Stärke VIII<sup>0</sup> kulminierte. Von Luzon werden aus dieser Zeit im übrigen nur noch zwei oder drei andere beachtenswerte Beben besonders erwähnt, die sich aber in diesen Rahmen gut einfügen, nämlich ein Beben von VI<sup>0</sup> Stärke im September 1880 an der Zambales-Küste nördlich der Bucht von Manila und noch wieder im August 1881 Beben von VII<sup>0</sup> Stärke in Manila und Zentral-Luzon. Sollte es sich, so wie vielleicht 1902 auf Panay (siehe S. 254), auch bei den Beben in Nueva Vizcaya um umfassendere Einsturzvorgänge gehandelt haben [12], so könnte aber dennoch wieder die Auslösung der ganzen Stoßreihe, welche bereits im Januar 1881 einsetzte, letztthin endogen-tektonogenetisch vorbereitet worden sein.

1852 ereignete sich am 16. September ein ausgedehntes Beben von IX<sup>0</sup> R-F in den westlichen Provinzen von Mittel-Luzon, namentlich längs der Westküste von den Zambales-Bergen bis nach Nordwest-Mindoro (mit zahlreichen Nachstößen bis Mitte Oktober), und nur 9 Tage später, am 25. September, ein Beben von immerhin etwa VIII<sup>0</sup> R-F in Südost-Luzon mit einem Epizentrum im östlichen Teil von Süd-Camarines, rund 300 km südöstlich von Manila entfernt. 3 Monate hierauf trat dann am 24. Dezember erneut ein Beben von VIII bis IX<sup>0</sup> Stärke in Südwest-Luzon, vor allem in der Provinz Batanga auf, dessen Epizentrum etwa 100 km südlich von Manila gelegen war. Man geht wohl nicht fehl, auch in den angeführten seismischen Ereignissen sowohl von 1852 wie von 1880/81 die nach außen hervortretenden Effekte eines Verlagerungsprozesses von Spannungen innerhalb der Erdkruste zu sehen, welche, jedesmal auf eine gemeinsame Kraftquelle zurückgehend, 1852 gewiß durch ein Vierteljahr Mittel- und Südost-Luzon und 1880/81 durch gut ein Jahr Mittel-Luzon und den südlichen Teil von Nord-Luzon in besonderem Maße beherrschten.



*Die in diesem fünften Abschnitt behandelten Fälle beziehen sich im wesentlichen auf Erdbeben, welche in der Inselgruppe der Philippinen zerstörend auftraten. Ihre Erörterung sollte dartun, daß trotz Fehlens einer letzten Sicherheit in den Schlüssen doch wohl wieder einige Wahrscheinlichkeit dafür vorhanden ist, daß auch das Eintreten solcher Beben in einem ausgedehnteren Gebiet von einigen 100 km Erstreckung bei genauerer Betrachtung nicht immer als voneinander unabhängig oder als zufällig angesehen werden darf, was bei etwaiger Anstellung wahrscheinlichkeitstheoretischer Rechnungen zu berücksichtigen wäre. Würde man mehr ins einzelne gehen und, sofern es sich nicht eben einfach um Nachstöße handelt, auch Beben geringerer Intensität in die Untersuchung einbeziehen, so würden sich derartige Fälle zweifellos stark vermehren.*

Das geht schon deutlich aus dem Verzeichnis der Epizentren hervor, welche W. C. Repetti [13] für die neuere Zeit ermittelt hat. Es sei nur hingewiesen auf die räumliche und zeitliche Dichte der Beben in der Region der Philippinen-Rinne vor der Ostküste von Mindanao und Samar, wo z. B. für die sechs Jahre von 1920 bis 1925 in dem Gebiet zwischen 5 und 13° N außer den bereits herangezogenen vier Beben noch 23 andere gut lokalisiert werden konnten. Einige unter diesen zur Hauptsache unterseeischen Bodenerschütterungen waren aber auch, wie nach den von ihnen vorliegenden Fernregistrierungen zu schließen ist, recht bedeutend. (Es erhellt zugleich das starke Überwiegen submariner Epizentren.)

Obschon wir nach unseren bisherigen Ausführungen bei der Erörterung gegenseitiger Verkoppelungen von Epizentralgebieten durchaus einen allgemeineren Standpunkt eingenommen wissen möchten als derjenige ist, welcher nur mit der Existenz seismotektonischer Linien arbeitet, so sei aber doch bemerkt, daß natürlich das Vorhandensein einer so ausgeprägten einheitlichen Störungszone wie eben der Philippinen-Rinne ursächliche Beziehungen zwischen räumlich getrennten und in mehr oder weniger enger zeitlicher Folge in Tätigkeit tretenden Schütterbezirken innerhalb derselben am ehesten als gegeben ansehen läßt. Unter diesem Gesichtspunkt ist es dann auch weiter von Bedeutung, daß nach den neueren einschlägigen Untersuchungen von Repetti [14], abgesehen von einigen kürzeren tektonischen Linien im südwestlichen Luzon und im Meere davor, die zum Teil eine Rolle bei den Erdbeben von 1880 gespielt haben mögen, sich vielleicht eine lange zusammenhängende Störungszone („master fault“) von Zentral-Mindanao über West-Leyte, östlich an Masbate vorbei, quer über Südost-Luzon und durch Zentral-Luzon bis an den Golf von Lingayen erstreckt, und daß ferner zwischen dieser, der San-Andreas-Rift in Kalifornien vergleichbaren Herdlinie und der Philippinen-Rinne eine tektonische Linie längs des Agusan-Tales und nordwärts bis an die Straße zwischen Leyte und Samar angenommen werden kann. Die Bedeutung einer anderen ausgedehnten, zwischen Luzon und Formosa südwestlich-nordöstlich streichenden Störungszone, deren Existenz Repetti aus der Lage einiger Epizentren wie aus dem Relief des Meeresbodens erschließen möchte, tritt für uns hier zurück. Im übrigen sind wir der schon früher in [24] zum Ausdruck gebrachten Meinung, daß bei der Konstruktion von seismotektonischen



Linien (oder Stoßlinien) aus der Lage von Epizentren und nach Besonderheiten in der geologischen bzw. geomorphologischen Beschaffenheit einer Gegend mit großer Vorsicht vorzugehen ist.

Ein wichtiger Faktor für ursächliche Zusammenhänge zwischen Erdbeben verschiedener Schüttergebiete ist naturgemäß auch die *Herdtiefe*. Normalerweise ist das Hypozentrum noch innerhalb der — sagen wir in den kontinentalen Gebieten 30 bis 60 km mächtigen — Erdkruste gelegen, welche zweifellos als der Hauptsitz des geotektonischen Geschehens anzusprechen ist und innerhalb welcher vorzugsweise mit der Möglichkeit einer räumlichen Fortleitung bzw. Übertragung von Spannungen gerechnet werden kann. In einigen Hunderten von km Tiefe dürften wohl schon anders geartete Verhältnisse vorliegen, die sich unserer genauen Kenntnis noch mehr entziehen als diejenigen in der Rinde. Wir möchten aber noch ausdrücklich auf drei Tiefherdbeben des Jahres 1929 hinweisen [4, 14], von denen das erste bei einer Herdtiefe von rund 600 km am 8. April von  $7.8^{\circ}$  N,  $124.6^{\circ}$  E, das zweite bei einer Herdtiefe von rund 400 km am 4. Juni von  $6\frac{1}{2}^{\circ}$  N,  $124\frac{1}{2}^{\circ}$  E und das dritte bei einer Herdtiefe von rund 300 km am 21. September von  $10^{\circ}$  N,  $125^{\circ}$  E ausging. Das Epizentrum des ersten Bebens liegt im Innern von Mindanao am Beginn der obenerwähnten „master fault“, dasjenige des zweiten Bebens in der Verlängerung dieser tektonischen Linie etwa 150 km südlich hiervon auch noch auf Mindanao und dasjenige des dritten Bebens etwa 250 km weiter nördlich, eben östlich der „master fault“ am Süden von Leyte. Ob bei der sehr verschiedenen Herdtiefe trotz der nicht sehr erheblichen räumlichen Abstände und der auch vergleichsweise nicht großen zeitlichen Zwischenräume von knapp 2 bis gut  $3\frac{1}{2}$  Monaten eine innere Verbundenheit zwischen diesen drei Beben bestanden hat, möchten wir indessen dahingestellt sein lassen.

### Literatur

[1] Allgemeiner Bericht und Chronik der im Jahre 1909 (bzw. 1910—1915) in Österreich beobachteten Erdbeben. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik VI (bzw. VII — XII), offiz. Publikation, Wien 1911 (bzw. 1912, 1914, 1915, 1917 u. 1919).

[2] V. Conrad: Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten. Mitteil. d. Erdbeben-Kom., Akad. d. Wissensch. Wien, N. F. 63, Wien 1926, 18 S.

[3] V. Conrad: Die zeitliche Folge der Erdbeben und bebenauslösende Ursachen. Handb. d. Geophys., herausgegeben von B. Gutenberg, Bd. IV, Berlin 1932, Abschnitt VII, S. 1180.

[4] B. Gutenberg und C. F. Richter: Depth and Geographical Distribution of Deep-Focus-Earthquakes. Bull. Geol. Soc. of America 49, 249 (1938).

[5] E. G. Harboe: Das isländische Erdbeben am 22. Januar 1910. Beitr. z. Geophys. 12, 27 (1912).

[6] Fr. Heritsch: Das mittelsteirische Erdbeben vom 22. Jänner 1912. Mitteil. d. Erdbeben-Kom., Akad. d. Wissensch. Wien, N. F. 43, Wien 1912, 14 S.

[7] Fr. Heritsch: Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. Ebenda, N. F. 53, Wien 1918, 42 S.

[8] Fr. Heritsch und F. Seidl: Das Erdbeben von Rann an der Save vom 29. Jänner 1917. Zweiter Teil. Ebenda, N. F. 55, Wien 1919, 156 S.

[9] Fr. Kautsky: Die Erdbeben des östlichen Teiles der Ostalpen, ihre Beziehungen zur Tektonik und zu den Schwereanomalien. Ebenda, N. F. 58, Wien 1924, 48 S.

[10] C. F. Kolderup: Norges Jordskjaelv etc. (Zusammenfassung in deutscher Sprache). (Bergens Museums Aarbok 1913, Nr. 8.) Siehe ferner: Ebenda (Aarbok 1913 bis 1936) die Erdbebenberichte 1912 bis 1935.

[11] M. S. Masó: Ancient Philippine Earthquakes, 1585—1865. Mit einem Katalog: Destructive and violent (VII—X R-K) Philippine Earthquakes and Eruptions 1585—1925. (Manila Central Observatory, Seismological Bull. for 1926.) Siehe auch von demselben Autor: Catalogue of violent and destructive Earthquakes in the Philippines etc. 1599—1909. (Manila 1910.) Ferner die einzelnen Jahresbulletins.

[12] M. S. Masó und W. D. Smith: The Relation of seismic Disturbances in the Philippines to the geologic Structure. The Philippine Journ. of Science Vol. VIII, Nr. 4, A. Manila 1913, S. 199 und Bull. of the American Seismol. Soc. Vol. III 1913, S. 151.

[13] W. C. Repetti: Philippine Earthquake Epicenters. Manila Central Observatory, Seismol. Bull. für 1930 und für 1931.

[14] W. C. Repetti: Tectonic Lines of the Philippines Islands. Ebenda für 1934.

[15] K. Sapper: Ergebnisse der neueren Untersuchungen über die jüngsten mittelamerikanischen und westindischen Vulkanausbrüche. Verhandl. d. XV. Deutschen Geograph.-Tages zu Danzig, Berlin 1905, S. 102.

[16] J. Schorn: Bericht über das Erdbeben in den Alpen vom 13. Juli 1910. Mitteil. d. Erdbeben-Kom., Akad. d. Wissensch. Wien, N. F. 42, Wien 1911, 77 S.

[17] J. Schorn: Geschichte und Ergebnisse der Erdbebenkunde Tirols, vom makroseismischen Standpunkte aus dargestellt. Ebenda, N. F. 62, Wien 1926, 17 S.

[18] R. Schwinner: Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. Zeitschr. f. Geophys. 5, 16 (1929).

[19] R. Schwinner: Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und Böhmischer Masse. Gerlands Beitr. z. Geophys. 23, 35 (1929).

[20] R. Schwinner: Die Makroseismen vom 14. Mai 1930, bezogen auf den Bau der Ostalpen. Ebenda 28, 413 (1930).

[21] A. Sieberg: Auffälliges Wandern von Erdbebenherden im südlichen Mitteleuropa. Zeitschr. f. Geophys. 2, 39 (1926).

[22] E. Suess: Die Erdbeben Nieder-Österreichs. Akad. d. Wissensch. Wien, Denkschr. d. math.-naturw. Kl. XXXIII, Wien 1873, 38 S.

[23] E. Tams: Das Epizentrum des Bebens vom 22. Januar 1910. Beitr. z. Geophys. 10, 250 (1910); siehe ferner: Mitteil. d. Hauptstation f. Erdbebenforsch. zu Hamburg 1911, Nr. 7a u. b.

[24] E. Tams: Über die Intensitätsverhältnisse in den Schüttergebieten starker Erdbeben. Geograph. Zeitschr. 22, 315 (1916).

[25] Th. Thoroddsen: Die Geschichte der isländischen Vulkane. Kgl. Danske Vidensk. Selsk., naturw.-math. Afd. VIII, Nr. 9.

[26] E. Wanner: Zur Statistik der Erdbeben I. Gerlands Beitr. z. Geophys. 50, 85 (1937).

[27] F. J. W. Whipple: On the alleged Tendency for great Earthquakes to occur sympathetically in widely separated Regions. Monthly Notices R. Astronom. Soc., Geophys. Suppl. Vol. III, London 1936, S. 233.

[28] S. Yamaguti: On Time and Space Distribution of Earthquakes. Bull. Earthqu. Research Inst. Vol. XI. Tokyo 1933, S. 46 u. Vol. XII, Tokyo 1934, S. 754.

*Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.*

## Einiges über die Widerstandsverfahren der Funkmutung

Von Volker Fritsch, Brünn. — (Mit 11 Abbildungen)

Es wird gezeigt, wie die heute gebräuchlichen geoelektrischen Widerstandsverfahren bei Hochfrequenz anzuwenden sind und welche neue Verfahren die Funkgeologie ermöglicht.

Unter Funkmutung versteht man allgemein die Bestimmung der Lage, Ausdehnung und Beschaffenheit eines Vorkommens durch bloße funktechnische Vermessungen. In den zu untersuchenden Gebirgsraum wird ein hochfrequenter Wechselstrom oder ein hochfrequentes Hertzsches Feld eingeleitet und aus der durch das Gebirge verursachten Verformung des Stromlinienbildes oder des Feldes wird dann auf die Beschaffenheit jener Leiter geschlossen, die der untersuchte Raum enthält. Aus diesem wieder wird auf das fragliche Vorkommen selbst geschlossen. Die gestellte Aufgabe kann also nur durch die Zusammenarbeit eines Funktechnikern mit einem Geologen und Bergmann bewältigt werden. Der Funktechniker hat hierbei lediglich die elektrischen Verhältnisse zu untersuchen. An Stelle des mineralogisch-geologisch beschriebenen Vorkommens führt er in seine Untersuchungen den geologischen Leiter ein, dessen Eigenschaften schon an mehreren Stellen der Literatur besprochen wurden. Im folgenden sei nur der rein funktechnische Teil der Messungen behandelt.

1. *Allgemeines.* Die Funkmutung nach dem Widerstandsverfahren ist in folgender Weise möglich: Man schaltet den zu untersuchenden geologischen Leiter  $G$  in den Antennenkreis eines Schwingungskreises, der durch das Gerät  $M$  erregt wird und dessen übrige Bestimmungsstücke ( $L$ ,  $C$ ,  $R$ ) bekannt sind (siehe Fig. 1). Man kann dann den ganzen Antennenkreis durch die Antennenkapazität in Luft  $C'$  und die dem geologischen Leiter zugewiesenen Bestimmungsstücke  $R_g$  und  $C_g$  ersetzen. Durch die bekannten Meßverfahren sucht man nun den resultierenden äußeren Widerstand ( $\Re$ ) zu ermitteln. Ist dies geschehen, so kann man dann aus diesem auf die Existenz bestimmter geologischer Vorkommen schließen. Der Strom im geologischen Leiter teilt sich in einen Verschiebungsstrom  $J_C$  und in einen Leitungsstrom  $J_R$ . Der resultierende Widerstand für den geologischen Leiter soll mit  $Z$  bezeichnet werden. Er ist bekanntlich durch die Höhe eines rechtwinkligen Dreieckes dargestellt, dessen Schenkel durch die Ohmschen und kapazitiven Scheinwiderstände dargestellt sind. Bei niedrigen Frequenzen anwendbare Widerstandsverfahren werden schon lange verwendet\*). Diese müssen aber erst modifiziert werden, um auch bei Hochfrequenz richtige

---

\*) Siehe u. a. Koenigsberger: Beitr. z. angew. Geophys. 3, 463ff. (1933) mit zahlreichen Literaturangaben.



Ergebnisse zu liefern. Die wichtigsten Gründe hierfür können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Neben dem Leitungsstrom kann, wie dies eben gezeigt wurde, im geologischen Leiter ein Verschiebungsstrom auftreten, der keineswegs vernachlässigt werden darf.

2. Sowohl der Leitungswiderstand als auch die scheinbare Dielektrizitätskonstante sind bei hohen Frequenzen oft mehrfache und komplizierte Funktionen der Frequenz. Vor einer möglichen Anwendung des Widerstandsverfahrens müssen daher erst diese Zusammenhänge klargestellt werden.

Auch bei niedrigen Frequenzen wird man den Einfluß der Frequenz wohl nie ganz außer acht lassen. Man kann sich aber häufig mit einfachen Formeln

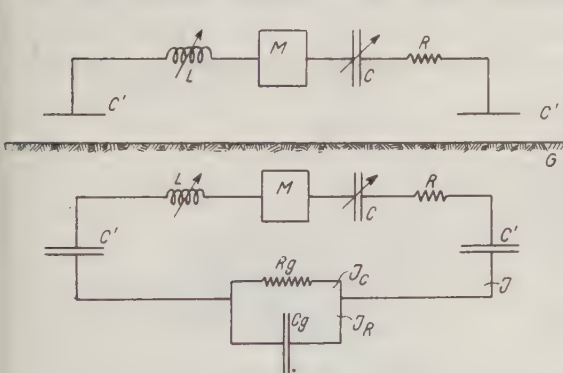


Fig. 1. Anordnung und Ersatzschema einer Meßeinrichtung zur Untersuchung des Untergrundes nach der sogenannten „Kapazitätsmethode“

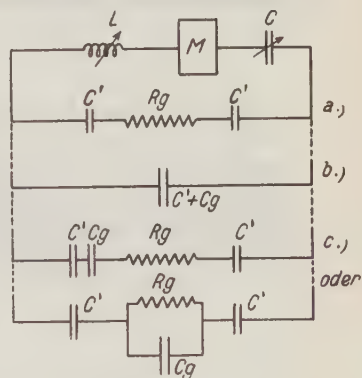


Fig. 2. Verschiedenartige Substitution des geologischen Leiters

begnügen, die bei Anwendung hochfrequenter Ströme versagen. Der Einfluß der Verschiebungsströme ist ja bei niederfrequenten Wechselströmen im allgemeinen gering und man wird ihn daher oft vernachlässigen. Bei Anwendung der Funkmutung treffen aber ganz andere Voraussetzungen zu und es wird daher auch die Meßmethodik eine andere sein müssen als bei den niederfrequenten Widerstandsverfahren.

Die drei zu unterscheidenden Fälle zeigt schematisch Fig. 2. Bei a) ist der geologische Leiter ein reiner Ohmscher Widerstand. Dieser Fall trifft etwa bei Grundwasser zu. Es handelt sich daher nur um die Bestimmung der Leitungsströme. Aus diesem Grunde sind die üblichen Widerstandsverfahren am Platze. Man muß aber die besonderen Voraussetzungen beachten, die durch die Anwendung hoher Frequenzen bedingt sind. Im Falle b) fließen im geologischen Leiter (etwa einem Ölvorkommen) nur Verschiebungsströme. In diesem Falle sind Verfahren anzuwenden, die Nichtleiter nachweisen, die in einem anderen Nichtleiter ein-



gebettet sind. Bei c) schließlich sehen wir den allgemeinen Fall. Der geologische Leiter ist durch einen komplexen Widerstand ersetzt. Neben den Leitungsströmen sind auch die Verschiebungsströme zu bestimmen.

2. *Leitungsstromverfahren.* Wir wollen nun das Wichtigste über diese verschiedenen Verfahren anführen. Legen wir, wie dies Fig. 3 zeigt, an einen unendlich ausgedehnten geologischen Leiter  $G$ , dessen völlige Homogenität vorausgesetzt sei, Elektroden  $A$  an, so kann der zwischen  $A_1$  und  $A_2$  liegende Widerstand in schon bekannter Weise ermittelt werden. Die ziemlich komplizierten Berechnungen wurden für Gleich- und niederfrequenten Wechselstrom schon von mehreren Autoren durchgeführt\*). Wir bezeichnen den von den äußersten Stromlinien umhüllten Raum als „Aufschlußraum“ (Prospektionsvolumen). In der Praxis wird allerdings nur jener Teil dieses gesamten Raumes von Wichtigkeit sein, in dem die

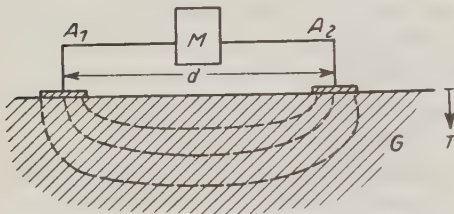


Fig. 3.

Verlauf der Stromlinien im Untergrunde  
 $A_1, A_2$  = Elektroden.  $G$  = geologischer Leiter

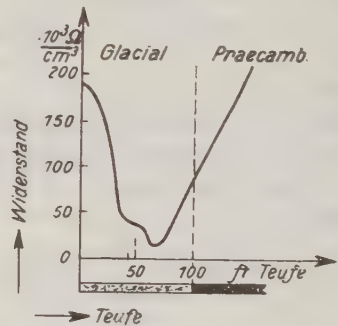


Fig. 3a. Verlauf einer Widerstandskurve. (Nach Koenigsberger.)

Dichte der Stromlinien nicht unter eine bestimmte Grenze sinkt. Wird der Abstand der Elektroden  $d$  verändert, so wird sich bekanntlich auch die Größe des Aufschlußraumes verändern. Bei Vergrößerung des Abstandes  $d$  wird auch dieser zunehmen. Für uns wird besonders die Vergrößerung dieses Raumes in der Richtung der Teufe  $T$  wichtig sein. Durch den Elektrodenabstand wird also die aufgeschlossene Teufe bestimmt sein. Bei homogenen Leitern wird der auf die Raumeinheit bezogene Widerstand konstant bleiben. Tritt aber in den Aufschlußraum ein Leiter von abweichenden elektrischen Eigenschaften ein, so wird auch die Widerstandskurve eine Störung aufzeigen. Dies wird nun gerade in der Geoelektrik zur Grundlage bestimmter Meßverfahren gemacht. Aus der Lage der gemessenen Diskontinuitätsstelle schließt man auf das Vorkommen bestimmter geologischer Leiter in größerer Teufe. In Fig. 3a ist eine von den bisher zahlreich aufgenommenen Kurven dargestellt.

\*) Z. B. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. 7, 182 (1931); Koenigsberger: l. c. Auch Anisotropien wurden (z. B. von Schlumberger) berücksichtigt.

Wird nun die Messung mit hochfrequentem Wechselstrom durchgeführt, so treten in dieser Hinsicht besonders folgende Komplikationen ein.

1. Die Größe des Aufschlußraumes wird nicht nur durch den Abstand der Elektroden  $d$ , sondern auch durch die Frequenz verändert.

2. Diese Änderung ist aber auch weiter durch den Aufbau des mit geologischen Leitern erfüllten Raumes bestimmt. Oft bestehen diese aus mehreren Schichten. Wenn nun z. B. durch die Veränderung der Frequenz die Grenzfläche des Aufschlußraumes durch die Grenzfläche zweier Schichten des geologischen Leiters, die verschiedene elektrische Eigenschaften haben, hindurchgeht, so kann eine sprunghafte Änderung des scheinbaren Widerstandes erfolgen.

Dadurch aber, daß man durch bloße Veränderung der Frequenz die Größe des Aufschlußraumes beeinflussen kann, ist es andererseits auch möglich, die Messung nur über jenen Teilraum zu erstrecken, der für uns von besonderem Interesse ist (Möglichkeit der selektiven Mutung).

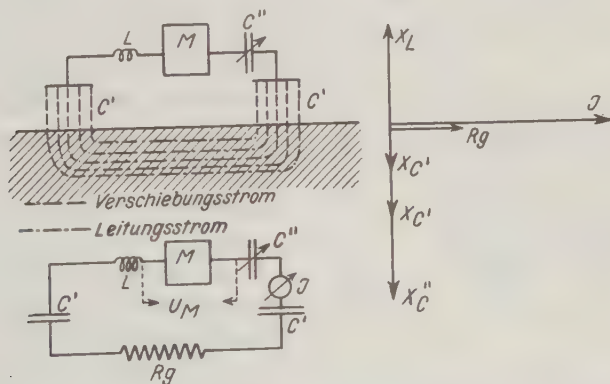


Fig. 4. Anordnung, Ersatzschema und Vektordiagramm für einen rein ohmschen Untergrund

An Stelle der bei den Gleich- und niederfrequenten Wechselstromverfahren üblichen Kontaktelektroden tritt bei den hochfrequenten Meßverfahren die Antenne. Dadurch fallen die bekannten „Elektrodenfehler“ fort. Die Antennenhöhe und die Kapazität der Antenne gegen die geologischen Leiter muß den jeweils gegebenen Voraussetzungen angepaßt werden.

Das Vektordiagramm der Leitungsstrommethode ist in Fig. 4 dargestellt. Wir sehen links die Situation, in der Mitte das Ersatzschema und rechts das Schaubild. Wählen wir  $L$  genügend groß, so können wir durch Verstellen von  $C''$  immer  $\Sigma X_C = X_L$  (Resonanzfall) festlegen. In diesem Falle wird  $I$  ein Maximum werden, was durch eine der bekannten Einrichtungen angezeigt werden kann.  $R_g$  ist dann ohne weiteres zu bestimmen. Die größte vertikale Ausdehnung des

Aufschlußraumes, die größte Aufschlußteufe,  $h_{\max}$ , wird oft als Funktion der verwendeten Frequenz empirisch in der folgenden Form angegeben:

$$h_{\max}^m \approx 9.10^4 \frac{1}{\nu_{\max}}$$

Daraus würde man für eine Mindestteufe von nur 10 m die ungefähre höchstzulässige Frequenz mit bloß 10000 Hertz berechnen und die Anwendung von Hochfrequenzen wäre überhaupt unzulässig. Die angegebene Formel darf aber nur bei *mittleren* Frequenzen und auch nur bei bestimmten Böden angewendet werden. Im Bereiche der hohen Frequenzen treten so erhebliche Anomalien auf, daß die Anwendung dieser groben Formel überhaupt unzulässig wird. Die Verhältnisse liegen wesentlich komplizierter und neben der allgemeinen funkgeologischen Beschaffenheit des Untergrundes ist bei der Bestimmung der größtmöglichen Aufschlußteufe vor allem dessen Struktur von großem Einfluß.

3. *Verschiebungsstromverfahren.* Die reinen Verschiebungsstromverfahren (auch Kapazitätsverfahren genannt) gehören zu den ältesten Methoden der Funkmutung überhaupt. In Fig. 5 sehen wir links die Anordnung, in der Mitte das

Ersatzschema und rechts das Diagramm für dieses Verfahren. Es ist

$$X_L = 2 X_{C'} + X_{C''} + X_{C_g},$$

wobei  $C'$  die Kapazität zwischen Antenne und geologischem Leiter bezeichnet,  $C_g$  die innere Kapazität des mit geologischen Leitern erfüllten Raumes, und  $C''$  die zusätzliche Abstimmkapazität bedeutet. Wird mit  $C''$  auf Resonanz abgestimmt, so ist  $X_L = X_C$ . Ist  $C'$  konstant (konstante Antennenhöhe), so wird  $\Delta C'' = \Delta C$ .

Auch bei diesem Verfahren kann man

wieder von einem bestimmten Aufschlußraume sprechen, der durch den Abstand  $d$ , die Antennenhöhe und die Frequenz bestimmt ist. Mitunter kann man  $C'$  und  $C_g$  durch die sogenannte „Ersatzkapazität“ ( $C'''$ ) ersetzen. Für diese gilt

$$C''' = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g}, \text{ wobei } C_a = \frac{C'_1 C'_2}{C'_1 + C'_2}.$$

Man kann auch die Kapazität  $C''$  nicht in Reihe mit  $C'$   $C_g$ , sondern zwischen die Punkte 1 und 2 legen. Der ganze aus Kapazitäten, Induktivitäten und Ohmschen Widerständen bestehende Antennenkreis wird dann durch eine reine Kapazität kompensiert\*). Wird durch Veränderung des Abstandes  $d$  oder der Antennen-

\*) Näheres siehe Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 36, 126 (1935).

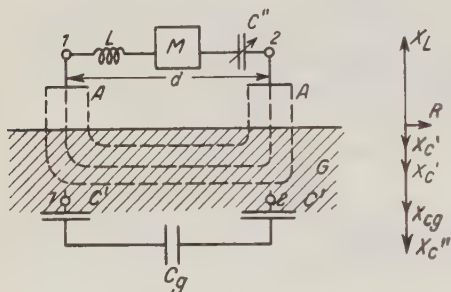


Fig. 5.

Anordnung, Ersatzschema und Vektordiagramm für einen dielektrischen Untergrund

höhe  $h_a$  die Größe des Aufschlußraumes verändert, so wird sich auch die Stärke des Verschiebungsstromes zwischen  $A - A$  verändern. Aus einer diskontinuierlichen Veränderung dieser Meßgröße kann dann darauf geschlossen werden, daß in den Aufschlußraum ein Körper von abweichender scheinbarer Dielektrizitätskonstante getreten sei. Das Verfahren wird also in gleicher Weise angewendet wie das Leitungsstromverfahren. Es werden nun aber nicht Unterschiede der Leitfähigkeit, sondern solche der scheinbaren Dielektrizitätskonstante untersucht. Man ist daher auch imstande, Nichtleiter nachzuweisen, die in anderen Nichtleitern eingebettet sind, sofern sie sich in ihrer Dielektrizitätskonstante voneinander unterscheiden. Natürlich ist darauf Bedacht zu nehmen, daß sich auch die scheinbare Dielektrizitätskonstante mit der Frequenz verändern kann.

Ein wichtiger Sonderfall ist in Fig. 6 dargestellt. Der Untergrund besteht zum Teil aus einem reinen Dielektrikum  $G_1$  und zum Teil aus einem guten Ohmschen Leiter  $G_2$ .

In  $G_1$  sind daher die Leitungsströme und in  $G_2$  die Verschiebungsströme zu vernachlässigen. In der Natur kann beispielsweise  $G_2$  ein gutleitendes Wasservorkommen und  $G_1$  ein nichtleitendes trockenes Gestein sein. Beläßt man die eine der beiden Antennen an der gleichen Stelle, während man die andere ( $A_2$ ) nach links verschiebt, so erhält man für die resultierende Kapazität Werte, die unter der Anordnungsskizze im Schaubilde dargestellt sind. Man sieht deutlich, daß nach Überschreiten des Abstandes  $d_1$  ein deutlicher Abfall eintritt. Aus dessen Lage kann auf die Grenze des gutleitenden Vorkommens  $G_2$  geschlossen werden.

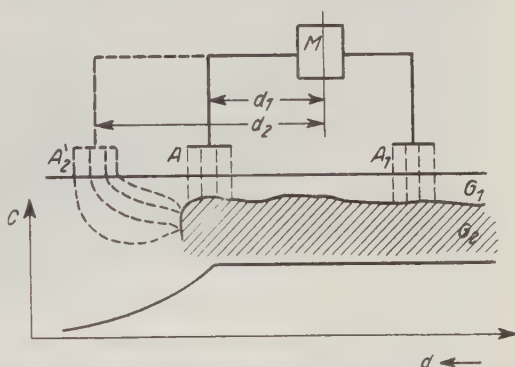


Fig. 6. Verlauf der Ersatzkapazitätskurve ( $C$ ) über gut- ( $G_2$ ) und schlechtleitendem ( $G_1$ ) Untergrunde

In der Natur treten nun an die Stelle des Leiters  $G_2$  mitunter deren mehrere, die siebartig durchlöchert sind, so daß die aus der Antenne quellenden elektrischen Kraftlinien nicht in einem einzigen, sondern in mehreren Leitern einsinken. In diesem Falle kann das Ersatzschema nur dann entworfen werden, wenn der sogenannte Übergreif\*) der einzelnen Schichten bekannt ist.

Um unter bestimmten — im allgemeinen einfachen — Voraussetzungen den Verlauf der Kurven zu bestimmen, kann man Modellversuche anstellen. Bei deren Auswertung ist jedoch zu berücksichtigen:

1. Die Wellenlänge ist in entsprechender Weise dem gewählten Verkleinerungsmaßstabe anzupassen.

1. Die Wellenlänge ist in entsprechender Weise dem gewählten Verkleinerungsmaßstabe anzupassen.

\*) Beitr. angew. Geophys. 5. 385 (1936).



2. Durch diese Verkleinerung der Wellenlänge treten aber oft erhebliche Änderungen der elektrischen Eigenschaften der vom Felde durchsetzten geologischen Leiter ein. Daher kann u. U. ein Modellversuch ganz andere Ergebnisse zeitigen als ein Versuch im Gelände. Beim Modellversuch dürfen nur solche Leiter

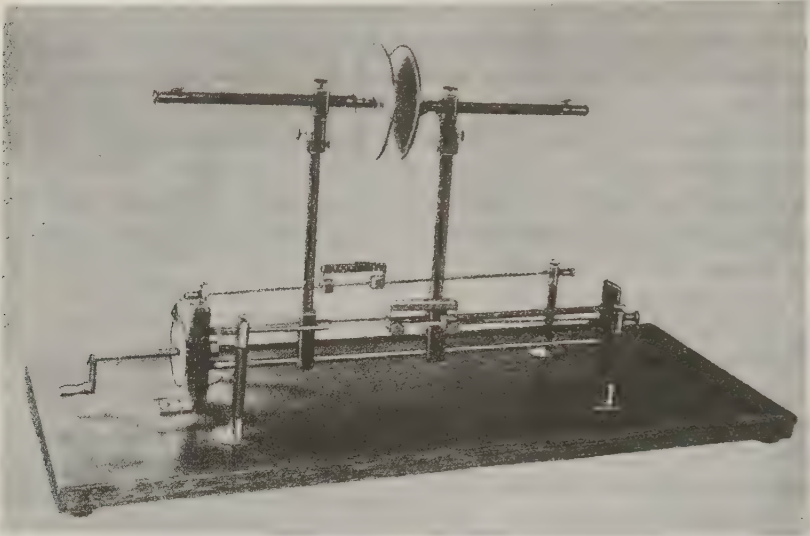


Fig. 7. Meßkondensator für Modellversuche

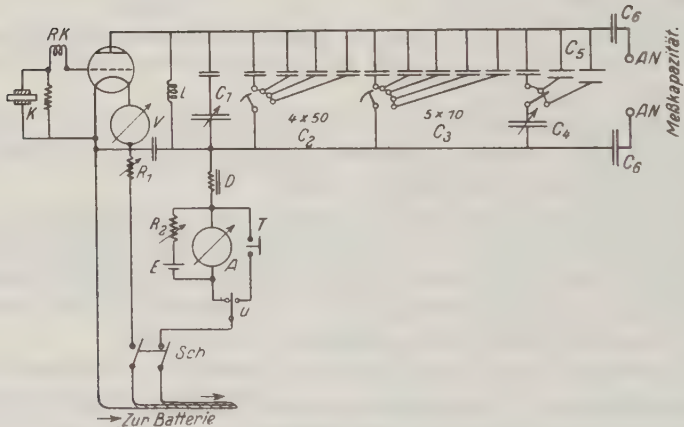


Fig. 8. Schaltschema des Meßgerätes.

$K$  = Steuerquarz,  $RK$  = Rückkoppelungsspule,  $R_1$  = Heizregler,  $C_1, C_2, C_3, C_4$  = Meßkondensatoren,  $C_5$  = Sperrblocks,  $AN$  = Antennenklemmen,  $D$  = Drossel,  $A$  = Ampere-meter,  $T$  = Telephon,  $U$  = Umschalter,  $R_2$  = Kompensationswiderstand,  $E$  = Gegenstrombatterie,  $Sch$  = Ausschalter

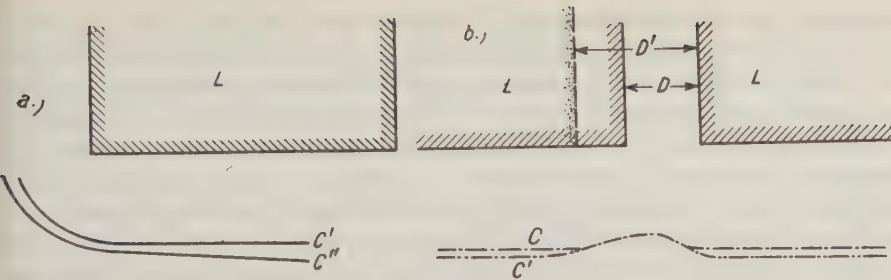


Fig. 9. Verlauf der C-Gleichen (Orte gleicher Ersatzkapazität)  $C'$ ,  $C''$  = über Leitern L

Aufgabe	Schema	geologische Beschreibung	Modellversuch	
			Elektrodenanordnung	elektr. Beschreibung
Nachweis eines gutleitenden Verwerfers $F$		<div>  Humus   Geleiter 1   Geleiter 2 </div> $\sigma_1 \ll \sigma_2$		$1 = \text{beweglicher Zylinder}$ $2 = \text{Elektrode}$ $3 = \text{Öl}$
Nachweis einer schlechtleitenden Spalte $Sp.$		<div>  Humus   festes Gest.   Spaltenfüllung </div>		$1 = \text{beweglicher Zylinder}$ $2 = \text{Elektrode}$ $3 = \text{Öl}$
Nachweis eines trockenen Hohlraumes $H$		<div>  festen Stein   Humus </div>		$1 = \text{beweglicher Zylinder}$ $2 = \text{hohler Glas-Körper}$ $3 = \text{Öl}$
Nachweis eines Hohlraumes $H$ dessen Wände feucht sind				$1 = \text{beweglicher Zylinder}$ $2 = \text{Metallkörper.}$ $3 = \text{Öl}$
Darstellung einer übergreifenden Schichte $G$		$H = \text{Humus}$ $G = \text{Deckschichte}$ $W = \text{Grundwasser}$		$1 = \text{beweglicher Zyl.}$ $2 = \text{Netzelektrode (Maschendraht durch "Übergreif" bestimmt)}$ $3 = \text{Elektrode (Blech)}$ $4 = \text{Öl}$
$A = \text{Antenne}$				

Fig. 10. Anordnungen für Modellversuche

verwendet werden, bei denen die Leitfähigkeit und scheinbare Dielektrizitätskonstante auch bei Änderung der Frequenz als konstant angesehen werden darf.

In Fig. 7 ist ein von mir zusammengestelltes Gerät zur Vornahme solcher Modelluntersuchungen zu sehen. In den Meßkondensator sind planparallele Platten eingespannt. An deren Stelle können dann die jeweils erforderlichen besonderen Elektroden eingesetzt werden. Die Schaltung einer kompletten Meßapparatur ist in Fig. 8 dargestellt. Die Anordnung arbeitet nach dem bekannten Reiß-Prinzip\*). Das Abreißen der Schwingungen wird mit dem Meßgerät  $M$  angezeigt. Da dies bei sonst gleichen Bedingungen stets bei einer bestimmten Kapazität im Anodenkreise eintritt, so kann man jede Kapazität im Meßkondensator durch Kompensation mit den parallel liegenden Abstimmkapazitäten  $C_1 \dots C_2 \dots$  und  $C_3$  genau bestimmen. In Fig. 9 sehen wir einige Kurven, die mit diesem Geräte aufgenommen wurden, und in Fig. 10 schließlich

eine Zusammenstellung der üblichen Elektrodenformen zur Darstellung solcher geologischer Leiteranordnungen, die in der Natur oft vorkommen. Eine sehr wichtige Voraussetzung ist selbstverständlich, daß neben den Kapazitäts- keine Widerstandsänderungen auftreten.

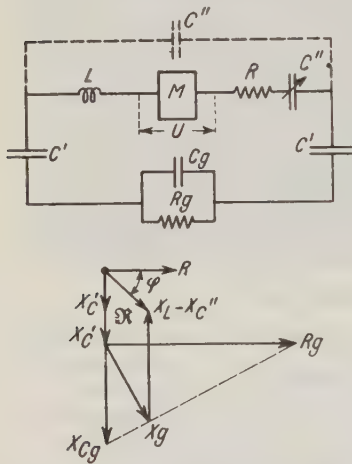


Fig. 11. Ersatzschema und Vektordiagramm über einem aus komplexen Widerständen gebildeten Untergrunde

#### 4. Verfahren bei komplexen Widerständen.

Das reine Verschiebungsstromverfahren ist im natürlichen Gelände nur unter bestimmten Voraussetzungen anwendbar\*\*). Praktisch wurde es z. B. zur Bestimmung der Dicke des Gletschereises und zur Wassersuche im ariden Klima verwendet. Im allgemeinen und besonders im humiden Klima müssen wir aber sowohl Leitungs- als auch Verschiebungsströme berücksichtigen. In Fig. 11 sehen wir links das Ersatzschema. Der geologische Leiter ist ein komplexer Widerstand, der durch den Widerstand  $R_g$  mit parallelliegender Kapazität  $C_g$

ersetzt werden kann.  $C''$  ist wieder die Abstimmkapazität. Rechts sehen wir das zugehörige Diagramm. Wir verstellen bei der Messung  $C''$  wieder so lange, bis Resonanz eintritt und somit der Winkel  $\varphi = 0$  wird.  $C''$  ist in diesem Falle aber nicht allein durch  $C_g$  und  $C'$  bestimmt, sondern auch durch  $R_g$ . Es ist daher auch unzulässig,  $C''$  als „Antennenkapazität“ zu bezeichnen. Um  $C_g$  und  $R_g$  zu erhalten, ist es nötig, von dem gemessenen  $(X_L - X_{C''})$  den Wert  $2 X_{C'}$  abzu-

\*) Über die Reiß-Methode siehe auch Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41**, 96ff. (1933); Elektrotechn. Zeitschr. **57**, 975 (1936).

\*\*) Siehe z. B. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. **5**, 89, 228 (1929) und Beitr. angew. Geophys. **5**, 32 (1935).

ziehen.  $C'$  stellt nun die Kapazität der Antenne gegen die Oberfläche des Leiters (Erdoberfläche oder Fläche des „fiktiven“ Leiters) dar und kann leicht berechnet werden. Man erhält dann die Strecke  $(X_L - X_{C'}) - 2 X_{C'}$ . Außerdem muß nun ein weiteres Bestimmungsstück ermittelt werden. Messen wir als solches  $J_{\text{res}}$ , so können wir aus diesem und der konstanten Spannung  $U$  leicht  $R_{\text{ges}}$  ermitteln\*).

Wird die Abstimmkapazität  $C''$  parallel zu der Antenne gelegt, so können wir auch für diesen Fall wieder ein entsprechendes Diagramm zeichnen und in analoger Weise auch die beiden Meßgrößen  $C_g$  und  $R_g$  ermitteln. Bei manchen praktischen Untersuchungen wird man sich nun unter bestimmten Voraussetzungen nur mit der Messung einer einzigen Angabe, nämlich der Ersatzkapazität  $C''$  begnügen können, wenn man andere Bestimmungsstücke ausreichend genau abschätzen kann. In der angewandten Geophysik genügt ja oft der bloße Nachweis einer Diskontinuitätsstelle, um wichtige Schlüsse ziehen zu können. In solchen Fällen kann man sogar auf die genaue Bestimmung von  $R_g$  und  $C_g$  verzichten. Wann dies möglich ist, kann nicht der Funktechniker allein bestimmen, sondern nur im Einvernehmen mit Geophysikern, Geologen und Hydrologen. Solche vereinfachte Verfahren wurden schon zum Nachweise von Verwerfern, Gängen und Höhlen mit Erfolg herangezogen\*\*).

*Zusammenfassung.* 1. Bei allen hochfrequenten Widerstandsverfahren ist das Aufschlußvolumen durch die Frequenz mitbestimmt. Dies gilt insbesondere für die mögliche Aufschlußteufe.

2. Durch Frequenzänderung ist selektive Mutung möglich.

3. Da an Stelle der zu polarisierenden Elektroden bei den besprochenen Verfahren Erdantennen treten, so fallen die Elektrodenfehler fort.

4. Durch die besprochenen Verfahren ist ein Nachweis von Nichtleitern möglich, die in andere Nichtleiter eingelagert sind, wenn deren scheinbare Dielektrizitätskonstante voneinander abweicht.

5. Die Hochfrequenzverfahren werden analog den schon entwickelten Gleichstrom- oder Niederfrequenzverfahren angewendet. Es muß aber auf die Änderung des Widerstandes und der Dielektrizitätskonstante durch die Frequenz geachtet und den auftretenden Verschiebungsströmen besondere Aufmerksamkeit zugewendet werden.

\*) Bei allen diesen Untersuchungen sind natürlich quasistationäre Verhältnisse vorausgesetzt.

\*\*) Siehe u. a. Beitr. angew. Geophys. 5, 375 (1936); 6, 100 (1936); Hochfrequenz-techn. u. Elektroak. 46, 124, 186 (1935); Elektrotechn. Zeitschr. 57, 857 (1936); E. u. M. 1936. Heft 52.



## Die Erhaltung der Gebirge

Von Kurt Wegener, Graz

Von dem Augenblick an, wo durch horizontalen Zusammenschub von Kontinentalmassen ein Faltengebirge wie etwa das der Alpen gebildet wird, beginnt auch die Abtragung, die klimatisch bedingt ist, und deshalb von der Lage der Gebirge abhängt. Im Trockenklima ist die Abtragung jedenfalls kleiner als im gemäßigten und tropischen.

In den Alpen schätzte Heim die Abtragung auf  $\sim \frac{1}{2}$  mm/Jahr = 500 m pro Million Jahre. Die Zeit, in der sich die Alpen gebildet haben, wird von der Geologie Tertiär genannt. Nehmen wir in Übereinstimmung mit den gegenwärtigen Anschauungen an, daß dieses Tertiär um 6 bis 20 Millionen Jahre zurückliegt, und daß für den Hauptteil dieses Zeitraumes die Abtragung ähnlich der jetzigen war, so müßten die Alpenketten um 3000 bis 10000 m damals höher gewesen sein, wenn wir gedankenlos zurückrechnen wollten. Aber Heritsch, einer der besten Kenner der Alpen, versichert mir, daß im Gailtal der Zusammenschub auch heute noch andauert, die Bergbaustollen zusammendrückt und vermutlich die Südseite des Gailtales senkt.

Wir können also nur sagen, daß der *hauptsächlichste* Zusammenschub im Tertiär stattgefunden hat.

Der von Heritsch angenommene rezente Zusammenschub südlich der Gail, und wohl allgemein an der Südgrenze Kärntens, scheint übrigens nach Westen seine Fortsetzung zu finden in der gewaltigen Schwerestörung südöstlich des Garda-Sees, wo die Niveaufläche eines idealen Meeresniveaus um 14 m gehoben ist. In Kärnten besitzen wir leider kein nordsüdliches Schwereprofil.

Da bei der Festigkeit des Gesteinsmaterials ein seitlicher Zusammenschub des Materials zunächst ein Ausweichen nach oben zur Folge haben muß, muß offenbar jeder Zusammenschub und jeder seitliche Druck mit einer Hebung der Niveaufläche, d. h. einem Überschuß an Schwere, verbunden sein. — Die Kugelgestalt der Planeten setzt eigentlich eine Flüssigkeit als Material voraus. Clairauts erweiterndes Theorem gilt für eine rotierende Flüssigkeit und konnte zeigen, daß sich die (feste) rotierende Erde im ganzen wie eine Flüssigkeit verhält und den Gesetzen der Hydrostatik gehorcht. Befinden sich Teile der Erdkruste in relativer Bewegung gegeneinander, so bedarf das Theorem einer hydrodynamischen Ergänzung, durch die eine Reihe kleinerer Abweichungen von dem allgemein als gültig erkannten hydrostatischen Theorem erklärt werden.

Nehmen wir nach diesen Vorbemerkungen zur Vereinfachung an, daß ein Gebirge durch Zusammenschub aufgefaltet wurde oder etwa wegen der Schnelligkeit des Vorganges, oder weil die Gesteinsschichten zu dick waren, in Schollen zerbrach, die sich übereinander schoben, und nun der Zusammenschub aufhört. Dann werden offenbar nur noch die Kräfte sich geltend machen, die Clairaut

betrachtet hat, und die unter Berücksichtigung der verschiedenen Dichte des Gesteinsmaterials zum Schwimmgleichgewicht, der sogenannten „Isostasie“, führen müssen (wenn auch erst nach langer Zeit infolge der Zähigkeit des Gesteinsmaterials). Die Isostasie ist also eine selbstverständliche Folgerung aus der Kugelgestalt bzw. Abplattung der Erde, sie bedeutet die Anerkennung, daß die Gesteinsmassen der Erde sich wie eine Flüssigkeit verhalten. Daß in den Alpen im großen und ganzen Isostasie herrscht, zeigt uns, daß im großen und ganzen kein Zusammenschub mehr stattfindet, die Gebirgsbildung, abgesehen von den erwähnten Störungen und vielleicht einigen kleineren, noch nicht genügend untersuchten Abweichungen, seit langem abgeschlossen ist.

Dann aber muß durch die Abtragung der Berge und die Ablagerung eines Teiles des abgetragenen Materials in den Tälern eine neue Störung des Schwimmgleichgewichts eintreten: Die Berge müssen steigen, die Täler sinken. In der Tat kennt die Geographie seit langem Stufen längs der Gebirgsketten; Stufen, die nur aus einem Sinken gegenüber dem Kamm bzw. einem Aufsteigen des Kammes gegenüber der Stufe zu verstehen sind. Wir können ja nur relative Bewegung feststellen.

Ein schönes Beispiel dieser relativen Bewegung findet sich nahe Graz: Auf den Hügeln östlich Graz liegt Mur-Schotter, der eigentlich zur Talebene der Mur gehört.

Wäre das Schwimmgleichgewicht nur für das Gebirge im ganzen vorhanden, so müßten wir zwischen Berg und Tal grundsätzlich den vertikalen Schweregradienten  $dq/dh$  erwarten, der der Bouguerschen Annahme über die zusätzliche Gravitation der Berge entspräche. Der Gradient müßte aber dann zur Folge haben, daß die Bergketten des frisch gebildeten Gebirges mit der Zeit einsinken oder einzusinken suchen, während sie im Gegenteil offenbar relativ zu den Tälern steigen!

$dq/dh$  liegt zwischen Berg und Tal meistens zwischen dem isostatischen und dem Gradienten der Bouguerschen Annahme, meistens näher dem isostatischen. In vielen Fällen sind Berge und Täler für sich isostatisch ausgeglichen. — Offenbar ist aber das Nachsteigen der Gebirgsketten als Ersatz der Abtragung daran gebunden, daß das isostatische Gefälle *überschritten* wird, wofür mir keine Beobachtungen bekannt sind; wir müssen allerdings dahingestellt lassen, ob nicht die Zukunft solche Beobachtungen bringen wird und ob nicht vielleicht schon eine genauere Untersuchung der Bedingungen der Isostasie eine Lösung dieser Schwierigkeit bringen wird.

---

# Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

## 3. Mitteilung

Von J. Bartels, Potsdam

Im Anschluß an die ersten beiden Mitteilungen (S. 68—78, 230—231) werden die Tabellen bis Ende November 1938 fortgesetzt. Die Kennziffern sind von Dr. Burger und dem Verfasser bestimmt.

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 1. August bis 30. November 1938

<b>August 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	12	42	45	58	45	32	11	11	12	11	32	32	22	11	01
3—6	12	58	21	53	57	32	22	11	02	33	33	32	33	12	01
6—9	32	21	11	53	32	23	11	12	01	32	43	22	22	01	11
9—12	32	21	01	43	21	22	12	22	01	33	33	31	12	12	01
12—15	31	31	01	42	57	11	42	11	32	33	47	31	21	22	01
15—18	57	31	32	57	47	31	47	01	11	43	57	21	11	21	12
18—21	32	43	32	41	42	35	21	36	11	21	32	31	21	11	01
21—24	47	55	78	47	31	35	21	21	23	21	42	22	11	25	01
<b>August 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 <sup>h</sup>	01	01	11	11	11	01	11	33	11	42	12	11	01	22	32
3—6	01	01	11	11	11	01	22	33	02	32	11	12	12	23	42
6—9	01	01	01	01	11	12	11	33	22	22	12	02	01	33	22
9—12	11	11	01	01	01	11	11	56	22	02	12	12	12	22	22
12—15	01	31	11	11	01	32	58	53	33	12	12	11	11	12	32
15—18	01	31	11	22	11	32	43	33	21	01	12	32	12	12	12
18—21	01	11	12	21	12	21	43	31	48	35	22	12	32	45	22
21—24	01	12	11	11	11	22	33	21	56	12	23	23	33	22	11
<b>September 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	25	11	21	11	41	01	21	22	01	21	22	21	11	53	67
3—6	12	12	21	11	31	01	12	11	12	11	21	21	45	67	57
6—9	11	02	22	11	11	01	12	11	22	22	12	21	11	12	47
9—12	12	11	22	22	11	22	11	22	22	22	12	12	21	12	43
12—15	01	11	22	22	45	11	12	21	22	32	12	22	11	32	68
15—18	21	12	35	22	45	11	45	21	32	21	22	22	22	58	57
18—21	22	12	22	21	22	11	21	21	35	22	22	31	58	57	69
21—24	11	22	22	32	11	21	02	11	21	22	35	35	67	57	42
<b>September 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 <sup>h</sup>	32	22	12	11	25	01	21	22	11	12	32	31	79	23	22
3—6	32	32	12	02	12	12	22	48	01	12	22	22	58	33	12
6—9	12	12	12	12	22	22	22	33	01	11	58	32	49	33	12
9—12	12	12	22	12	22	22	32	23	12	12	46	22	33	33	38
12—15	22	32	22	02	22	12	31	13	12	12	38	27	43	33	48
15—18	21	22	22	11	11	12	22	13	12	22	48	37	32	22	33
18—21	22	11	01	11	12	31	11	12	11	21	68	46	32	31	67
21—24	32	02	36	22	02	45	01	22	35	22	55	68	32	35	48
<b>Oktober 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	58	32	31	22	01	01	01	58	32	35	35	01	01	12	12
3—6	66	32	22	32	01	22	22	68	12	31	32	02	11	01	11
6—9	43	22	23	11	11	32	38	53	21	12	12	12	12	01	11
9—12	43	22	22	12	32	43	43	32	21	12	11	22	02	02	21
12—15	22	32	11	45	01	22	68	42	11	32	22	02	01	02	21
15—18	22	42	45	22	01	22	79	55	32	11	22	10	11	01	01
18—21	45	32	42	21	01	21	69	55	31	32	31	35	32	01	21
21—24	46	45	45	22	01	11	43	22	45	35	01	32	36	12	21

<b>Oktober 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 <sup>h</sup>	32	31	11	31	31	21	11	22	31	57	32	45	41	21	45	12
3—6	21	11	11	31	35	11	01	33	31	35	32	42	32	22	11	21
6—9	21	11	21	21	33	11	21	33	21	33	33	32	32	22	11	11
9—12	22	22	21	11	32	22	22	33	22	33	33	33	33	11	11	11
12—15	42	32	11	31	32	32	22	32	57	48	58	38	48	11	02	11
15—18	34	22	21	21	32	21	21	31	55	33	57	55	55	45	01	00
18—21	31	11	31	21	45	21	45	31	45	47	45	55	45	41	01	02
21—24	34	01	35	32	22	22	32	45	57	57	55	47	21	35	01	22

<b>November 1938</b>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 <sup>h</sup>	21	11	11	11	11	23	01	22	57	41	11	21	22	11	31
3—6	11	11	11	11	11	11	01	32	32	31	11	11	11	01	22
6—9	01	11	22	12	11	12	12	22	32	21	11	11	11	01	12
9—12	22	21	22	21	21	22	12	32	42	21	21	11	12	11	11
12—15	35	21	11	21	11	21	11	37	47	11	21	01	11	28	11
15—18	11	34	21	11	35	21	11	57	67	01	11	01	01	37	01
18—21	21	11	22	35	11	35	46	45	57	11	32	01	01	57	11
21—24	11	11	22	22	12	21	31	57	45	21	21	01	01	45	45

<b>November 1938</b>	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 <sup>h</sup>	21	31	22	32	22	11	21	35	31	32	35	32	01	36	35
3—6	21	28	22	21	11	12	46	31	31	31	31	23	11	21	01
6—9	22	12	23	22	11	22	32	22	32	21	43	22	21	21	11
9—12	21	32	32	33	22	43	33	32	42	22	43	32	32	11	11
12—15	22	57	33	22	32	47	21	32	45	21	31	32	32	11	01
15—18	22	65	11	21	31	55	31	35	57	45	45	21	21	21	11
18—21	01	57	45	31	31	47	21	21	45	31	31	10	11	12	11
21—24	46	55	32	22	22	55	21	45	35	21	31	26	10	36	01

Tabelle 2.  
Summen der 8 ersten Kennziffern  $K_1$  für jeden Tag, nach 27 täglichen Rotationen geordnet

Rotat.-Nr.	Erster Tag 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1441	Juli 22.	11	12	12	3	4	6	6	15	30	8	23	28	20	36
1442	Aug. 18.	6	8	6	12	21	27	19	16	8	8	12	17	18	11
1443	Sept. 14.	31	40	17	13	12	7	11	14	15	16	8	11	32	25
1444	Okt. 11.	15	9	11	2	11	22	13	15	19	24	15	16	24	29
1445	Nov. 7.	11	27	34	15	13	5	6	16	13	16	30	20	19	17

Rotat.-Nr.	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
1441	30	20	17	11	8	21	29	21	14	10	2	1	9
1442	10	8	17	14	21	6	13	12	15	16	15	17	22
1443	32	22	24	31	24	22	18	2	15	32	36	20	19
1444	30	31	31	28	19	7	8	12	12	13	13	11	15
1445	26	21	23	29	21	27	18	13	15	7	—	—	—

Tabelle 3. Häufigkeiten der Kennziffern  $K_1$  für jeden Monat, und Durchschnittswerte, August bis November 1938

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	$K_{1m}$	$A$	$K_1(A)$
Aug.	39	72	49	50	23	14	—	1	—	—	1.97	23.1 <sup>7</sup>	2.71
Sept.	16	71	79	38	17	10	8	1	—	—	2.15	26.4	2.90
Okt.	29	41	57	68	32	16	4	1	—	—	2.41	30.1	3.09
Nov.	19	63	69	54	22	11	2	—	—	—	2.16	24.0	2.77

Potsdam, Geophysikalisches Institut.



# Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1938

Von W. Brunner, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

## Ganze Sonnenscheibe

Datum	Juli	August	September	Datum	Juli	August	September
1.	119 <sup>a</sup> <sub>d</sub>	144 <sup>d</sup> <sub>dd</sub>	106 <sup>d</sup>	17.	161	106	46
2.	E 116 <sup>a</sup> <sub>c</sub>	121	124 <sup>a</sup> <sub>d</sub>	18.	148 <sup>d</sup>	100	65
3.	157 <sup>a</sup>	EW 121 <sup>c</sup> <sub>c</sub>	101 <sup>a</sup>	19.	E 151 <sup>a</sup> <sub>c</sub>	104	55 <sup>d</sup>
4.	151 <sup>d</sup> <sub>d</sub>	153 <sup>d</sup>	107	20.	EM 153 <sup>c</sup> <sub>c</sub>	76	57
5.	141	132 <sup>d</sup> <sub>d</sub>	120 <sup>b</sup>	21.	147	65 <sup>a</sup>	56 <sup>a</sup> <sub>d</sub>
6.	E 184 <sup>c</sup> <sub>d</sub>	133 <sup>a</sup>	136	22.	E 118 <sup>c</sup>	72	70
7.	175 <sup>b</sup>	135 <sup>a</sup> <sub>aa</sub>	100 <sup>a</sup>	23.	M 157 <sup>a</sup> <sub>cd</sub>	M 94 <sup>a</sup> <sub>c</sub>	86
8.	186 <sup>d</sup>	150 <sup>d</sup>	88 <sup>a</sup>	24.	189 <sup>a</sup> <sub>ad</sub>	86	97 <sup>d</sup>
9.	175 <sup>d</sup>	158	74	25.	202	E 113 <sup>c</sup>	MM 131 <sup>a</sup> <sub>cc</sub>
10.	183 <sup>a</sup> <sub>b</sub>	161 <sup>a</sup> <sub>b</sub>	75	26.	179 <sup>a</sup>	103	150
11.	205	173 <sup>a</sup> <sub>d</sub>	67 <sup>d</sup>	27.	156	91 <sup>d</sup>	143 <sup>a</sup> <sub>b</sub>
12.	211 <sup>a</sup>	132	59	28.	151 <sup>a</sup>	94 <sup>a</sup>	137
13.	229	124	44	29.	151 <sup>a</sup> <sub>a</sub>	114 <sup>d</sup>	125 <sup>a</sup>
14.	E 208 <sup>b</sup> <sub>c</sub>	107 <sup>b</sup> <sub>d</sub>	48	30.	139 <sup>a</sup>	E 105 <sup>c</sup> <sub>d</sub>	M 131 <sup>c</sup>
15.	200 <sup>a</sup>	102	44 <sup>d</sup>	31.	109	98	
16.	173	E 119 <sup>a</sup> <sub>c</sub>	47 <sup>a</sup>				
				Mittel ...	165.3	115.7	89.6

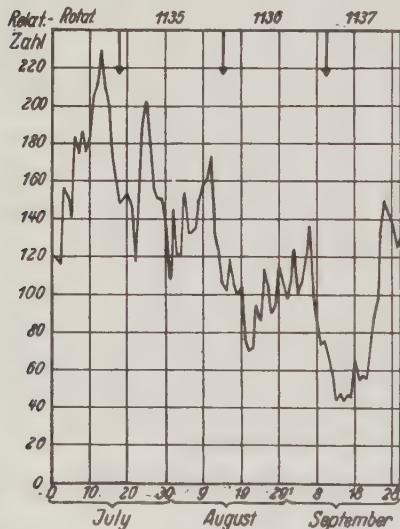


Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 14. November 1938.

## Erklärung zur Tabelle

<sup>a</sup> = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

<sup>b</sup> = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

<sup>c</sup> = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

<sup>d</sup> = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

## Bericht über die dreizehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 20. bis 22. Oktober in Jena

Am **Mittwoch, dem 19. Oktober, 16 Uhr**, folgte die Gesellschaft einer Einladung der Firma Carl Zeiss. Etwa 70 Teilnehmer, die schon vor Beginn der Tagung nach Jena gekommen waren, wurden von Dr. Bauersfeld begrüßt. Daran schlossen sich Erläuterungen über die neuen Möglichkeiten der Stereoprojektion mit Hilfe gekreuzter polarisierender und analysierender Filter (Bernotare), und technisch vollendete Vorführungen des plastischen Films und der stereoskopischen Episkop-Projektion. Ein Rundgang durch die Ausstellungsräume beendete den Besuch.

Am **Donnerstag, dem 20. Oktober, 9 Uhr**, wurde die Tagung im Hörsaal der Physikalischen Anstalt vom Vorsitzenden mit folgender Ansprache eröffnet:

„Meine Herren.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft versammelt ihre Mitglieder, abwechselnd mit der befreundeten Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, zu Tagungen, auf denen durch die Vorträge und Referate der Mitglieder und durch die Aussprachen, die sich daran schließen, ein Überblick über die Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der Physik der Erde vermittelt wird. Pflege der Geophysik im weitesten Sinne und ihrer praktischen Anwendungen ist der Zweck unserer Gesellschaft, und wir erfüllen diese Aufgabe, indem wir den wissenschaftlichen Gedankenaustausch fördern durch diese Tagungen und durch die Herausgabe der „Zeitschrift für Geophysik“. Die *Forschung selbst* liegt in den Händen der Mitglieder, in den staatlichen und privaten Anstalten, in denen sie wirken; erst ihre *Ergebnisse* bringen sie dann in dem Rahmen, den die Gesellschaft gibt, den Fachgenossen und weiteren Kreisen zur Kenntnis. Weil wir uns bewußt sind, daß unsere Arbeit — so speziell und abseitig sie im einzelnen erscheinen mag — der ganzen Volksgemeinschaft zugute kommen soll, haben wir eine Anzahl von Ehrengästen geladen, die uns zu unserer Freude heute mit ihrer Anwesenheit beehren. Namens der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft begrüße ich

den Vertreter des Herrn Ministers für Wissenschaft, Erziehung und Volksbildung, Herrn Regierungsrat Dr. Dames,

den Vertreter des Herrn Thüringischen Ministers für Volksbildung, Herrn Ministerialrat Stier,

den Kreisleiter der NSDAP., Herrn Müller,

den Oberbürgermeister der Universitätsstadt Jena, Herrn Schmidt,

ferner eine stattliche Zahl von Wissenschaftlern verwandter Gebiete, an ihrer Spitze

Se. Magnifizenz den Rektor der Friedrich Schiller-Universität Jena, Herrn Staatsrat Prof. Dr. Esau,

den Leiter der Fachgliederung Bodenforschung im Reichsforschungsrat, Herrn Prof. Dr. Beurlen Kiel.

Ferner heiße ich willkommen die Vertreter der Industrie, insbesondere der berühmten Werke Carl Zeiss und Otto Schott und Genossen, die Vertreter der Presse und schließlich unsere Mitglieder, mit besonderer Freude diejenigen aus der Ostmark, die nun keine Grenze mehr überschreiten, wenn sie zu unseren Tagungen kommen. Für viele unserer Mitglieder bedeutet die Teilnahme ein persönliches Opfer, weil sie die Kosten für Reise und Aufenthalt selbst zu tragen haben. Die Gesellschaft hilft hier mit ihren bescheidenen Mitteln aus und hat wieder einigen jüngeren Mitgliedern aus dem Nachwuchs die Reise durch Beihilfen ermöglicht; ich begrüße diese jungen Kameraden herzlich in unserem Kreise.

Für die örtliche Vorbereitung dankt die Gesellschaft dem Direktor der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Herrn Prof. Dr. Sieberg und seinen Mitarbeitern, vor allem Herrn Regierungsrat Dr. Krumbach. Der Firma Carl Zeiss danken wir für die Vorführungen, die uns gestern nachmittag neue, zukunftsreiche Erfindungen vor Augen geführt haben. Schließlich gilt unser Dank dem Hausherrn, Prof. Kulenkampff.

Seit der letzten Tagung verlor die Gesellschaft durch den Tod zwei hochverdiente Ehrenmitglieder: am 6. Juni 1938 verstarb in Berlin Geheimrat Hergesell, dessen Verdienste um die Aerologie weltbekannt sind, und am 19. September verstarb Geheimrat Hecker, der als Direktor der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena gewirkt hat. Die großen Verdienste der Verstorbenen um die Geophysik werden in besonderen Nachrufen gewürdigt werden. Wir widmen ihnen eine Spanne schweigenden Gedenkens! — — —

Von der Entwicklung der Geophysik in den letzten beiden Jahren wird in den Vorträgen die Rede sein. In 35 Vorträgen sollen Fragen aus fast allen Gebieten der Geophysik des festen Erdkörpers, der Atmosphäre und des Meeres behandelt werden. Zwei Gebiete sind vorangestellt: die *Angewandte Geophysik* im Dienste der Bodenforschung, über die wir sogleich einen Vortrag von Prof. Reich hören werden, und der auch die ganze zweite Sitzung unter dem Vorsitz von Prof. Mintrop gewidmet ist; und die Schwankungen des erdmagnetischen Feldes in ihren Beziehungen zu Vorgängen in der Ionosphäre und zu Schwankungen in der Intensität der durchdringenden Höhenstrahlung, ein Gebiet, auf dem die Tagung die Zusammenarbeit zwischen den beteiligten Instituten enger gestalten soll. Auch die erdmagnetischen Forschungen Filchners in Zentralasien werden in einem Vortrag behandelt werden; die Verleihung des Nationalpreises 1937 an Prof. Wilhelm Filchner ist für uns Geophysiker ein Ereignis von größter Bedeutung gewesen. Auch jetzt befinden sich wieder einige unserer Mitglieder auf

Forschungsreisen in anderen Erdteilen: Dr. Karl Wienert mit der Schäfer-Expedition in Zentralasien, und Dr. Heinz Lettau-Leipzig in Afrika. Wir grüßen unsere Kameraden und wünschen ihren Arbeiten vollen Erfolg.“

Hierauf überbrachte Regierungsrat Dr. Dames die Grüße des Herrn Reichserziehungsministers. Durch die Gründung des Geophysikalischen Institutes in Potsdam sei die geophysikalische Forschung gefördert, und auch die Lehre in der Geophysik solle weiter ausgebaut werden. Herr Ministerialrat Stier überbrachte die Grüße des Herrn Thüringischen Ministerpräsidenten und sprach über die Stellung Jenas in Wissenschaft und Technik. Der Kreisleiter in Jena, Herr Müller, überbrachte die Grüße des Gauleiters. Der Oberbürgermeister, Herr Schmidt, und Se. Magnifizenz Prof. Esau begrüßten die Gesellschaft namens der Stadt Jena und der Friedrich Schiller-Universität.

Die Eröffnungssitzung schloß mit der Absendung folgender Begrüßungstelegramme durch den Vorsitzenden:

„An den Führer und Reichskanzler, Berlin.

Die in Jena versammelten deutschen Geophysiker entbieten dem Führer und Reichskanzler des Deutschen Volkes ehrerbietigen Gruß mit dem Gelöbnis treuer Gefolgschaft.“

„Herrn Generalfeldmarschall Hermann Göring, Berlin.

Die in Jena versammelte Deutsche Geophysikalische Gesellschaft dankt Ihnen, Herr Generalfeldmarschall, für den tatkräftigen Einsatz der Geophysik im Dienste deutscher Bodenforschung und des Vierjahresplanes und gelobt treue Mitarbeit.“

„Herrn Reichserziehungsminister Dr. Bernhard Rust, Berlin.

Die in Jena versammelte Deutsche Geophysikalische Gesellschaft begrüßt Sie, Herr Reichsminister, als den Förderer Deutscher Forschung und Wissenschaft.“

Auf diese Telegramme gingen noch während der Tagung folgende Antworten ein: Ein Schreiben des Staatsministers und Chefs der Präsidialkanzlei vom 21. Oktober 1938:

„Der Führer und Reichskanzler hat mich beauftragt, den in Jena versammelten deutschen Geophysikern seinen Dank für die Grüße zu übermitteln, die er bestens erwidert. Heil Hitler! gez. Dr. Meissner.“

Vom Chef des Stabsamtes des Ministerpräsidenten Generalfeldmarschall Göring, Ministerialdirektor Staatsrat Dr. Gritzbach ging folgendes Schreiben ein:

„Der Herr Feldmarschall hat mich beauftragt, Ihnen für das Telegramm vom 20. Oktober 1938 zu danken und seine besten Wünsche für weiteren erfolgreichen Einsatz der Geophysik im Dienste des Vierjahresplanes auszusprechen. Heil Hitler! gez. Gritzbach.“



Herr Reichserziehungsminister Rust sandte folgendes Telegramm:

„Für die mir übermittelten Grüße danke ich. Gleichzeitig wünsche ich Ihrer Tagung einen erfolgreichen Verlauf und zufriedenstellenden Abschluß. Heil Hitler! Rust.“

Nach den ersten beiden Vorträgen von Reich und Angenheister folgten die Teilnehmer einer Einladung des Oberbürgermeisters zu einem Empfang im historischen Rathaussaal. Einleitend erklang Richard Wagners Rienzi-Ouvertüre, vom Städtischen Sinfonie-Orchester dargeboten. Daran schlossen sich Begrüßung durch den Oberbürgermeister und Erwiderung des Vorsitzenden, Schlußworte des Oberbürgermeisters und ein kurzes geselliges Beisammensein.

Von dem regen wissenschaftlichen Gedankenaustausch gibt die unten wiedergegebene Tagungsfolge nur einen unvollkommenen Begriff; auch die zum Druck vorgesehenen Referate werden den lebendigen Eindruck nicht voll vermitteln können. Von früh bis spät waren die Teilnehmer — insgesamt etwa 180 an Zahl — durch Vorträge und Sitzungen in Anspruch genommen; auch der Freitagabend war durch eine Zusammenkunft der Deutschen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik ausgefüllt, die deren Leiter, Prof. Kohlschütter, einberufen hatte, zur Besprechung von Fragen im Zusammenhang mit der Tagung der Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik im September 1939 in Washington. So blieb nur der Sonnabendmittag für eine gesellige Veranstaltung frei, zu einer Fahrt nach dem Fuchsturm durch die schöne Herbstlandschaft auf Einladung der Zeiss-Werke. Hier sprach Prof. Weickmann den Dank der Gesellschaft an unsere Jenaer Mitglieder aus, die die Tagung so gut vorbereitet hatten. Eine Besichtigung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, mit eindrucksvollen Demonstrationen, beschloß die Tagung. Welche Bereicherung jeder einzelne durch die Tagung erfahren hatte, kommt am besten in dem Wunsch der Mitglieder zum Ausdruck, die Tagung in kürzeren Abständen als alle 2 Jahre abzuhalten. Den Gesamteindruck kann man dahin zusammenfassen, daß es auf allen Gebieten der Geophysik vorangeht.

J. B.

### Tagungsfolge

#### Mittwoch, den 19. Oktober

**16 Uhr pünktlich bis 17.30 Uhr:** Besichtigung bei der Firma Carl Zeiss. Eingang: Carl Zeiss-Platz, am Hochhaus. Vorführung: Stereoprojektion und plastischer Film. Besichtigung der Ausstellung und des Hochhauses.

#### Donnerstag den 20. Oktober

**9 Uhr, pünktlich,** im großen Hörsaal der Physikalischen Anstalt, Helmholtzweg 5: **Eröffnung der Tagung. Begrüßungsansprachen.** Anschließend **erste wissenschaftliche Sitzung,** Vorsitz: A. Defant.

1. H. Reich, Berlin: Stand der Geophysikalischen Reichsaufnahme (50 Minuten).
2. G. Angenheister, Göttingen: Die Aufgaben der Kommission für „Aufbau von Festland und Ozeanboden“ der Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik (45 Minuten).

**12 Uhr:** Empfang durch den Herrn Oberbürgermeister in der Rathaushalle.

**15 bis 21 Uhr:** Zweite wissenschaftliche Sitzung: **Angewandte Geophysik.**

Vorsitz: L. Mintrop.

3. L. Mintrop, Breslau: Ursprung, Entwicklung und wirtschaftliche Bedeutung der seismischen Lagerstätten erkundung (50 Minuten).
4. G. Angenheister, Göttingen: Die Ausbreitung von sinusförmigen Bodenschwingungen bei Sprengungen.
5. R. Bungers, Göttingen: Die Bodenbewegung bei der Überlagerung zweier Wellenzüge verschiedener Richtung.
6. Fr. Trappe, Berlin: Die Untersuchung des Vorlandes von Salzstöcken im Harzvorland mit seismischen Reflexionen.
7. M. Paul, Berlin: Erfahrungen mit einem neuen geothermischen Aufschlußverfahren.
8. A. Graf, Berlin: Über die Bestimmung der Gravimeter-Konstante bei einem freihängenden Federsystem.
9. M. Rössiger, Potsdam: Über die experimentellen Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens.
10. A. Hermann, Jena: Grundsätzliche Betrachtungen über elektrische Beschleunigungsmesser.
11. H. Martin, Jena: Aufzeichnung nicht-sinusförmiger Bewegungen.

**20.30 Uhr** Vorstandssitzung.

### **Freitag, den 21. Oktober**

**9 bis 14 Uhr:** Dritte wissenschaftliche Sitzung: **Erdmagnetismus, Polarlicht, Ionosphäre, Höhenstrahlung.** Vorsitz: L. Weickmann.

12. G. Fanselau: Geophysikalische Arbeiten Professor Filchner's in Inner-Asien.
13. T. Schlomka, Hannover: Zur Elektrodynamik des rotierenden Erdmagneten (30 Minuten).
14. J. Bartels, Potsdam: Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung (40 Minuten).
15. F. W. P. Götz, Arosa: Zum Nordlicht vom 25. Januar 1938.
16. W. Dieminger und H. Plendl, Rechlin: Ergebnisse von mehrjährigen Registrierungen der Ionosphäre (60 Minuten).

17. W. Kolhörster, Berlin: Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung im Zusammenhang mit erdmagnetischen Variationen (30 Minuten).
18. H. Rudolph, Bad Homburg v. d. H.: Die negative Aufladung der Ionosphäre der Erde.

**15 bis 18.30 Uhr:** Vierte wissenschaftliche Sitzung: **Schwere, Seismik.** Vorsitz: G. Angenheister.

19. K. Jung, Potsdam: Die Isostasiefrage (30 Minuten).
20. A. Sieberg, Jena: Arbeitsgebiete der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in ihren Beziehungen zu Geologie und Bergbau (50 Minuten).
21. O. v. Schmidt, Berlin: Über Wellenausbreitung in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern (auf Grund funken-kinematographischer Experimente).
22. O. v. Schmidt, Berlin: Über Erdbebenwellen im Erdinnern (auf Grund funken-kinematographischer Modellversuche).
23. P. Mildner, Leipzig: Über einige Ergebnisse der seismischen Registrierungen im Observatorium Collm.
24. F. Trommsdorff, Göttingen: Ausbreitung der Mikroseismik nach Aufnahmen von drei Stationen mit je drei Komponenten.

### **Sonnabend, den 22. Oktober**

**8.30 bis 12.30 Uhr:** Fünfte wissenschaftliche Sitzung. Vorsitz: E. Tams.

25. Fritz Model, Hamburg: Der neue Schreibpegel in Arkona.
26. R. Bock, Potsdam: Über die Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung und ihre ersten Ergebnisse.
27. G. Fanselau, Potsdam: Über die Eignung einiger ferromagnetischer Legierungen zu erdmagnetischen Meßzwecken.
28. W. Meinardus, Bonn: Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel.
29. K. O. Kiepenheuer, Göttingen: Über den Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Å.
30. H. Jung, Clausthal: Dichtebestimmung im austehenden Gestein durch Messung der Schwerebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage.
31. G. Schmerwitz, Jena: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben.
32. O. Meisser, Jena: Zur absoluten Schweremessung.
33. G. Krumbach, Jena: Optische Registrierung bei Stationsseismometern.
34. J. Bartels, Potsdam: Einige Gezeitenerscheinungen im erdmagnetischen Feld und im Luftdruck.

**15 bis 17 Uhr:** Besichtigung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Fröbelstieg 3, mit Vortrag:

35. H. Martin: Demonstration von Einschwingvorgängen.

Bericht über die 13. Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am Freitag, dem 21. Oktober 1938, im großen Hörsaal der Physikalischen Anstalt zu Jena, Helmholtzweg 5.

### Tagesordnung.

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters der Gesellschafts-Zeitschrift.
3. Bericht der Rechnungsprüfer.
4. Entlastung des Vorstandes und des Schatzmeisters.
5. Festsetzung des Mitgliedsbeitrages und Genehmigung des Voranschlages für die beiden nächsten Geschäftsjahre.
6. Wahl des Schatzmeisters.
7. Wahl von drei weiteren Vorstandsmitgliedern.
8. Wahl der Rechnungsprüfer.
9. Festsetzung von Zeit und Ort der nächsten Tagung.
10. Sonstiges.

Der Vorsitzende eröffnet die Mitgliederversammlung um 18.50 Uhr. Er stellt fest, daß die Einladungen mit der Tagesordnung mehr als 4 Wochen vorher abgesandt worden sind. Die Versammlung ist also rechtzeitig und ordnungsgemäß einberufen worden und mithin beschlußfähig.

Punkt 1. Der Vorsitzende bringt folgenden Bericht des Vorstandes über die Zeit vom 9. Oktober 1936 bis zum 21. Oktober 1938 zur Kenntnis:

„Der Mitgliederstand hält sich erstaunlich zäh auf demselben Stand. 11 ausgeschiedenen Mitgliedern stehen 18 Neuaufnahmen gegenüber, so daß wir gegenwärtig 194 Mitglieder zählen. Von diesen zahlen jedoch nur 170 den vollen Mitgliedsbeitrag; weiteren 10 Mitgliedern ist in Anbetracht ihrer wirtschaftlichen Verhältnisse ausnahmsweise der Bezug der „Zeitschrift für Geophysik“ erlassen, während 14 Mitglieder bisher nicht ihren Verpflichtungen nachgekommen sind. Die Mitgliederzahlen erscheinen klein, jedoch wird das Bild günstiger, wenn man bedenkt, daß die „Zeitschrift für Geophysik“, deren Herausgabe gegenwärtig noch die Hauptaufgabe der Gesellschaft ist, von über 400 Beziehern gehalten wird, wie Herr Angenheister als Schriftleiter berichten wird. Dennoch möchte ich allen Mitgliedern die Werbung ans Herz legen; es stehen immer noch viele Einzelpersonlichkeiten und Institute außerhalb, die aus der Tätigkeit der Gesellschaft Nutzen ziehen und deshalb sich an ihr beteiligen sollten.

Der Vorstand hat im Laufe der Berichtszeit Anlaß gehabt, zu verschiedenen Fragen der Organisation der deutschen geophysikalischen Forschung und Lehre maßgeblich Stellung zu nehmen, meist in Zusammenarbeit mit der Deutschen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik unter Leitung des Herrn Geheinrat Kohlschütter. Als bedeutsame Ereignisse stehen im Vordergrund der Eintritt Deutschlands in die Internationale Vereinigung für Geodäsie und Geophysik



im Jahre 1987 und die Verleihung des Nationalpreises an Prof. Wilhelm Filchner für seine erdmagnetischen Vermessungen in Zentral-Asien.

Nach unseren Satzungen scheiden Vorstandsmitglieder, mit Ausnahme des Schriftleiters der Zeitschrift, nach 6 Jahren aus dem Vorstand aus, und ihre sofortige Wiederwahl ist nicht zulässig, mit Ausnahme des Schatzmeisters. Wir verlieren somit nach Ablauf dieser Tagung die Mitarbeit der im Jahre 1982 gewählten Vorstandsmitglieder Prof. Linke, der stellvertretender Vorsitzender ist, sowie der Herren Prof. Meinardus und Ober-Regierungsrat Rauschelbach. Ich spreche den genannten Herren den aufrichtigen Dank der Gesellschaft für ihre wertvolle Mitarbeit aus.

Unser langjähriger Schatzmeister Prof. Schütt, Hamburg, hat Anfang dieses Jahres mit Rücksicht auf seinen Gesundheitszustand darum gebeten, ihn von seinem Amt zu entlasten; ich habe Herrn Schütt für seine verdienstvolle Tätigkeit gedankt und möchte vorschlagen, daß ihm namens der Gesellschaft ein Begrüßungstelegramm gesandt wird. Der Vorstand hat Herrn Dr. Fanselau, Potsdam, mit der Führung der Geschäfte des Schatzmeisters beauftragt.

Die Herren Geheimrat Haussmann und Geheimrat Schmidt sind leider verhindert, an der Tagung teilzunehmen; sie haben uns Grüße und Wünsche zur Tagung übermittelt, die wir mit bestem Dank telegraphisch erwidern werden.

An 3 jüngere Mitglieder sind Zuschüsse in der Gesamthöhe von RM 60.— gewährt worden, um ihnen den Besuch der Tagung zu ermöglichen.“

Punkt 2. Der Schriftleiter der „Zeitschrift für Geophysik“ erstattet folgenden

#### Bericht über die Herausgabe der Zeitschrift für Geophysik Jahrgang 1986—1988 von G. Angenheister.

Der Band XII, 1986, enthält  $25\frac{3}{4}$  Bogen Text mit 195 Figuren im Text, Titel, Inhalts- und Mitgliederverzeichnis, außerdem  $15\frac{1}{3}$  Bogen einschl. Inhaltsverzeichnis Geophysikalische Berichte. Der ganze Band enthält also rund 41 Bogen zum Preise von 22.— RM für Mitglieder der Gesellschaft.

Der Band XIII, 1987, enthält einschl. Titel, Inhalts- und Mitgliederverzeichnis 23 Bogen Text mit 186 Figuren, außerdem  $12\frac{1}{2}$  Bogen einschl. Inhaltsverzeichnis Geophysikalische Berichte, zusammen also  $35\frac{1}{2}$  Bogen zum Preise von 22.— RM für Mitglieder der Gesellschaft.

Der Band XIV, 1988, ist noch nicht abgeschlossen, es ist aber auch für diesen Band ein Umfang des Textes von 25 Bogen vorgesehen; der Bezugspreis ist der gleiche geblieben wie 1987.

Die Ausgaben und Einnahmen bei der Herstellung des Jahrgangs 1987 halten sich ungefähr die Waage, und wir nehmen an, daß das auch bei dem Jahrgang 1988 der Fall sein wird. Die Gesamtlage gegenüber dem Vorjahr 1986 gestaltete sich dadurch etwas günstiger, daß der vorgesehene Umfang von 25 Bogen aus besonderen Gründen auf 23 Bogen beschränkt werden mußte.

Das Ergebnis für den Jahrgang 1938 wird sich voraussichtlich in den gleichen Grenzen halten wie 1937.

Die Zahl der Bezieher betrug:

	1932	1933	1934	1935	1936	1937	1938 Okt.
Mitglieder der Gesellschaft.	169	177	161	166	171	169	170
Nichtmitglieder . . . . .	257	254	245	262	268	270	258
	426	431	406	428	439	439	428

Für 1938 sind immer noch rückständige Bezieherbeiträge zu erwarten.

Punkt 3. Dr. Fanselau erstattet den Kassenbericht: Der Vorsitzende verliest den Bericht Prof. Kölzers im Namen der Rechnungsprüfer, der die Kasse geprüft und in Ordnung gefunden hat.

**Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben  
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für die Geschäftsjahre  
1936/37 und 1937/38**

Abgeschlossen am 15. Oktober 1938

Einnahmen	Ausgaben
Bestand laut Abrechnung vom 5. 10. 36 . . . . . RM 2 136.57	Zahlungen an Vieweg & Sohn für Zeitschrift . . . . . RM 7828.31
Restbeiträge 1935/36 . . . . . „ 57.50	Spende für Winterhilfswerk 1937. . . . . „ 30.—
Beiträge 1936/37 und 1937/38 . . . . . „ 8523.34	Spende für Reichsstudenten- werk . . . . . „ 20.—
Vorausbeitragszahlungen 1938/39 . . . . . „ 109.—	Tagungsbeitrag für 2 Stu- denten. . . . . „ 60.—
	Einmalige Entschädigung f. den Schatzmeister. . . . . „ 200.—
	Unkosten für Tagung Berlin 1936 . . . . . „ 123.85
	Allgemeine Verwaltungs- kosten und Porto . . . . . „ 160.37
	Übertrag auf 1938/39 und 1939/40 . . . . . „ 2403.88
RM 10 826.41	RM 10 826.41

Von obigem Betrag sind

auf der Bank . . . . .	2326.74
auf Postscheckkonto . . . . .	68.31
in der Kasse . . . . .	8.83
	2403.88

Geprüft und richtig befunden  
Berlin, den 17. Oktober 1938  
Prof. Dr. Kölzer

Punkt 4. Prof. Wüst beantragt dem Vorstand und dem Schatzmeister Entlastung zu erteilen. Die Versammlung beschließt dementsprechend.

Punkt 5. Die Versammlung beschließt, den Jahresbeitrag wie bisher auf 25 RM festzusetzen.

Punkt 6. Auf Vorschlag des Vorstandes wird G. Fanselau zum Schatzmeister gewählt.

Punkt 7. Auf Vorschlag des Vorstandes wird L. Weickmann zum stellvertretenden Vorsitzenden gewählt. Zu weiteren Vorstandsmitgliedern werden gewählt L. Mintrop, R. Schwinner und R. Tomaschek. Die jetzige Zusammensetzung des Vorstandes ist unten mitgeteilt.

Punkt 8. Auf Vorschlag des Vorstandes wird den bisherigen Rechnungsprüfern für ihre langjährige Tätigkeit der Dank der Gesellschaft ausgesprochen. Zu Rechnungsprüfern werden gewählt O. Hoelper und G. Wüst.

Punkt 9. Über Zeit und Ort der nächsten Tagung wird nach längerer Aussprache beschlossen, die Festsetzung dem Vorstand zu überlassen; es soll, auf Anregung von Fr. Trappe, schon vor Ablauf von 2 Jahren eine Tagung veranstaltet werden, um dem raschen Fortschritt der Geophysik gerecht zu werden.

Punkt 10. Die Gesellschaft beschließt, für die Herausgabe der gesammelten Werke von Adolf Schmidt eine Summe von etwa RM 500.— aus dem Vermögen der Gesellschaft bereitzustellen; die Höhe dieser Summe und die Art ihrer Verwendung wird dem Vorstand überlassen.

Der Leiter der Fachgliederung Bodenforschung im Reichsforschungsrat, Prof. Dr. K. Beurlen, Kiel, hat dem Vorstand seinen Plan für eine Zusammenarbeit der 4 deutschen Gesellschaften vorgetragen, die an der Bodenforschung mitarbeiten (die Geologische, die Paläontologische, die Mineralogische und die Geophysikalische Gesellschaft). Die Vorsitzenden sollen sich etwa einmal im Semester treffen, die Einladungen zu Tagungen sollen in allen Zeitschriften der Gesellschaften abgedruckt werden, und die Tagungen der Gesellschaften sollen von Zeit zu Zeit so gelegt werden, daß an einem Tage gemeinsam verhandelt werden kann. Die Gesellschaft begrüßt diese Anregungen und wird mitarbeiten.

Die Versammlung wird um 19.45 Uhr geschlossen.

Der Vorsitzende: J. Bartels.

Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Nach dem Stande am 1. November 1938.

Ehrenmitglied: Adolf Schmidt, Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Gotha, Lützowstr. 1.

Vorsitzender: J. Bartels, Prof. Dr., Direktor des Geophysikalischen Instituts Potsdam, Telegraphenberg.

Stellvertretende Vorsitzende: A. Defant, Prof. Dr., Direktor des Instituts für Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstr. 34—36.

L. Weickmann, Prof. Dr., Direktor des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, Talstr. 38.

Schatzmeister: G. Fanselau, Dr. phil. habil., Berlin-Charlottenburg, Oldenburgallee 19, II.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. Angenheister, Prof. Dr., Direktor des Geophysikalischen Instituts Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

Weitere Vorstandsmitglieder: O. Barsch, Bergrat Prof. Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 44. Privat: Berlin-Charlottenburg 5, Dahmannstr. 27; H. Benndorf, Prof. Dr., Phys. Institut der Universität Graz (Steiermark); L. Mintrop, Prof. Dr., Breslau, Schloßplatz 2; R. Schwinner, Prof. Dr., Graz, Schillerstraße 5; E. Tams, Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstr. 9; R. Tomaschek, Prof. Dr., Dresden-A 24, Bismarckplatz 18, Physikal. Institut der Techn. Hochschule.

Rechnungsprüfer: O. Hoelper, Ober-Reg.-Rat Dr., Direktor d. Meteorolog. Observatoriums, Potsdam, Telegraphenberg; G. Wüst, Prof. Dr., Berlin-Frohnau, Am Kaiserpark 39.

---

## Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, vom 19. bis 22. Oktober 1938 in Jena

### Zur Elektrodynamik des rotierenden Erdmagneten

Von Teodor Schlomka, Hannover. — (Mit 2 Abbildungen.)

Nach einleitenden Ausführungen über die „Unipolarinduktion“ wird darauf hingewiesen, daß bei der Rotation des Erdmagneten elektrische Feldstärken auftreten, die Ladungsverteilungen im Erdinnern, an der Erdoberfläche, in der mitrotierenden Atmosphäre und an ihrer äußeren Grenze erzeugen. Die Methoden zur Berechnung dieser Ladungsverteilungen werden ausführlich dargelegt. Der Einfluß der erhaltenen Raum- und Flächenladungen auf das luftelektrische Feld wird diskutiert. Zum Schluß wird eine Berechnung der elektromagnetischen Energieausstrahlung des rotierenden Erdmagneten gegeben.

**A. Problemstellung.** Läßt man die beiden Enden  $U$  und  $V$  eines ruhenden Leitungsdrahtes  $UGV$  an zwei verschiedenen Stellen eines rotierenden Magneten schleifen, so fließt im allgemeinen ein elektrischer Strom  $J$  im Leitungsdraht (Fig. 1). Diese 1832 von Faraday entdeckte Erscheinung trägt heutzutage den Namen „Unipolar-Induktion“, und zwar deshalb, weil der Induktionsstrom  $J$



im Leitungsdraht nur dann fließt, wenn die Schleifstellen  $U$  und  $V$  unsymmetrisch zu den beiden Magnetpolen liegen, wenn sie mehr in der Nähe des *einen* der beiden Pole angebracht sind. (Das Maximum des Unipolarstromes tritt auf, wenn die eine Schleifstelle  $V$  gleich weit von den beiden Magnetpolen entfernt ist, während die andere Schleifstelle  $U$  unmittelbar an dem einen der beiden Magnetpole anliegt.)

Über die Tatsache des Unipolarinduktionsstromes besteht keinerlei Zweifel; über seine Ursache sind die Physiker aber schon 100 Jahre lang verschiedener Meinung.

Die eine Gruppe läßt das magnetische Induktionsfeld  $\mathfrak{B}$  starr mit dem Magneten mitrotieren; durch das „Schneiden“ des Leiterstückes  $UGV$  wird dann dort

eine elektrische Feldstärke  $\left[ \frac{-v^{(B)}}{c} \cdot \mathfrak{B} \right]$  erzeugt ( $v^{(B)}$  = Geschwindigkeit der  $\mathfrak{B}$ -Linien beim „Schneiden“).

Die zweite Gruppe dagegen läßt die ebenfalls als physikalisch existierend angesehenen  $\mathfrak{B}$ -Linien an der Rotation nicht mit teilnehmen, so daß sie  $UGV$  jetzt nicht „schneiden“; ein „Schneiden“ erfolgt dann aber im Magnetinnern; es tritt daher dort eine elektrische Feldstärke  $\left[ \frac{v^{(M)}}{c} \cdot \mathfrak{B} \right]$  auf ( $v^{(M)}$  = Geschwindigkeit der einzelnen Magnetteile).

Eine dritte Gruppe wieder verzichtet überhaupt auf das Bild des  $\mathfrak{B}$ -Linien-schneidens und hält sich lediglich an das Induktionsgesetz

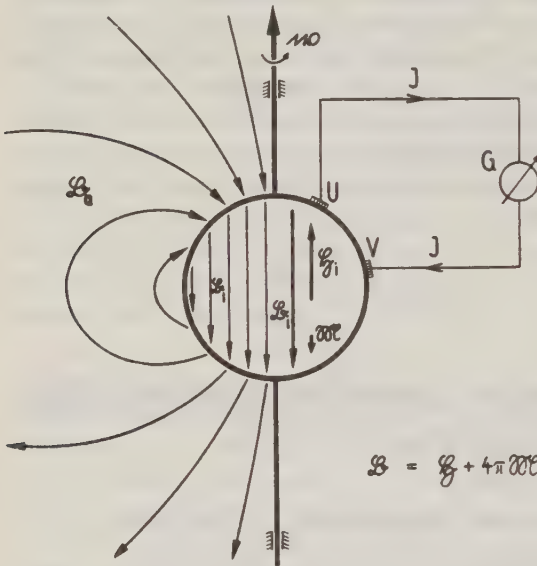


Fig. 1. Unipolarinduktion bei homogen magnetisierter Kugel. Der Drehvektor  $\omega$  ist der Magnetisierung  $\mathfrak{M}$  parallel.  $U$  und  $V$  sind die Schleifstellen. Zusammenhang zwischen magnetischer Induktion  $\mathfrak{B}$  und magnetischer Feldstärke  $\mathfrak{H}$ :  $\mathfrak{B}_a = \mathfrak{H}_a$ ;  $\mathfrak{B}_i = \frac{8\pi}{3} \cdot \mathfrak{M} = -2 \cdot \mathfrak{H}_i$ .

$$\oint \mathfrak{E} \cdot d\mathfrak{s} = -\frac{1}{c} \cdot \int \mathfrak{B} \cdot d\mathfrak{f};$$

sie muß aber dabei als vom Induktionsfluß durchsetzte Fläche eine sich dauernd vergrößernde Fläche in Rechnung setzen, die gebildet wird von der Fläche  $UGV$  und einer sich immer mehr aufwickelnden Fläche, die von einer auf der Magnetoberfläche gezogenen anfänglichen Verbindungslinie der Schleifstellen  $U$  und  $V$  bei der Rotation überstrichen wird.

Eine vierte Gruppe verzichtet ebenso auf die unmittelbare Angabe der den Strom  $J$  treibenden elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$  und begnügt sich mit der aus dem Induktionsgesetz erschlossenen Angabe der bei der Rotation auftretenden Wirbel von  $\mathfrak{E}$ .

Eine fünfte Gruppe schließlich überträgt die nach der speziellen Relativitätstheorie zu jedem *linear bewegten* Magneten gehörende elektrische Polarisierung ohne weiteres auf den Fall des *rotierenden* Magneten und zieht die Relativität der Zeit zur Erklärung der Unipolarinduktion heran.

Zu diesen *rein physikalischen* Fragen soll demnächst an anderem Ort Stellung genommen werden; hier sei nur auf ein damit in engstem Zusammenhang stehendes *geophysikalisches* Problem eingegangen:

Die Erde ist ein rotierender Magnet, dessen Magnetisierungsachse nicht mit der Rotationsachse zusammenfällt; welche Folgerungen ergeben sich hieraus:

1. in bezug auf das Auftreten elektrischer Ladungen im Erdinnern, an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre?

2. in bezug auf das für einen mitrotierenden Beobachter ja tatsächlich vorhandene luftelektrische Feld in der freien Atmosphäre?

3. in bezug auf die elektromagnetische Energieausstrahlung des rotierenden Erdmagneten?

Zur vereinfachten mathematischen Behandlung dieser Fragen betrachten wir die Erde als homogen magnetisierte Kugel des Radius  $R$  und der Magnetisierung  $\mathfrak{M}$ . Der Winkel zwischen  $\mathfrak{M}$  und dem Drehvektor  $\omega$  sei  $\psi$  (Fig. 2). Die Atmosphäre bis zur Höhe  $h$  oberhalb des Erdbodens mache die Rotation des Erdkörpers vollkommen mit. Der angrenzende Raum  $r > R + h$  sei absolutes Vakuum.

**B. Grundgleichungen und Vereinfachungen.** Die Antwort auf die eben gestellten drei Fragen hängt natürlich z. T. davon ab, welcher Ansicht über die Ursache der Unipolarinduktion man sich anschließt. Das im folgenden benutzte

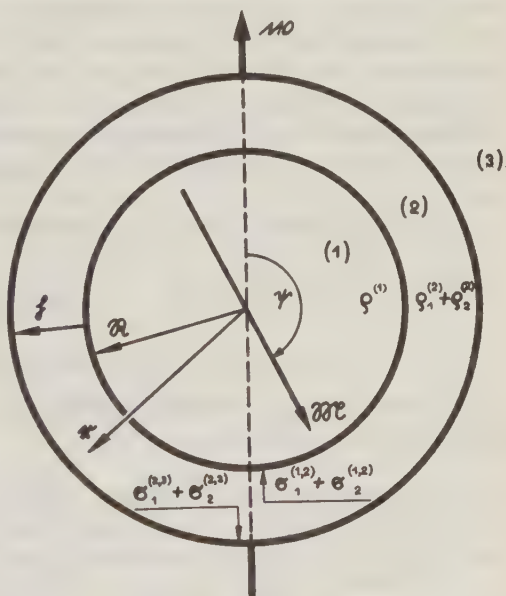


Fig 2. Der rotierende Erdmagnet. Raum (1) = Erdkörper; Raum (2) = mitrotierende Atmosphäre; Raum (3) = angrenzendes Vakuum.  $\rho$  = bei der Rotation auftretende Raumladungsdichte;  $\sigma$  = bei der Rotation auftretende Flächenladungsdichte

Verfahren deckt sich in Strenge mit keinem der oben erwähnten fünf Standpunkte. Das einzige, was wir zugrunde legen, sind die beiden Maxwell'schen Originalgleichungen für die magnetische Induktion  $\mathfrak{B}$  und die elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E}$  [1]. Ihre Kombination liefert:

$$\mathfrak{E} = \left[ \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A} \right] - \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \dots \dots \dots (1)$$

Darin bedeuten  $\varphi$  das elektrostatische Skalarpotential,  $\mathfrak{A}$  das elektromagnetische Vektorpotential,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\mathbf{v}$  die Geschwindigkeit der Materie oder Ladung gegenüber dem Ruhssystem, und  $\partial/\partial t$  die zeitliche Änderung an einem im Ruhssystem festgehaltenen Punkte. Als Ruhssystem wählen wir das in der Astronomie verwendete Inertialsystem, in dem die Fixsterne im Mittel ruhen.

Die drei Teile der elektrischen Feldstärke wollen wir in Übereinstimmung mit einem früheren Vorschlag [2] folgendermaßen benennen:

$$\left[ \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A} \right] = \mathfrak{E}_{kin} = \text{elektrokinetische Feldstärke} \dots \dots \dots (1a)$$

$$- \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = \mathfrak{E}_{ton} = \text{elektrotonische Feldstärke} \dots \dots \dots (1b)$$

$$- \text{grad } \varphi = \mathfrak{E}_{stat} = \text{elektrostatische Feldstärke} \dots \dots \dots (1c)$$

Die beiden in (1) auftretenden Potentiale  $\varphi$  und  $\mathfrak{A}$  sind bei Beschränkung auf quasistationäre Vorgänge gegeben durch

$$\varphi_{quasistat} = \int \frac{\varrho - \text{div } \mathfrak{P}}{a} \cdot d\tau + \int \frac{\sigma - \text{Div } \mathfrak{P}}{a} \cdot df \dots \dots \dots (2)$$

$$\mathfrak{A}_{quasistat} = \frac{1}{c} \cdot \int \frac{\mathbf{j} + \frac{c}{a} \cdot \text{rot } \mathfrak{M}}{a} \cdot d\tau + \frac{1}{c} \cdot \int \frac{\mathbf{j}_\mu + \frac{c}{a} \cdot \text{Rot } \mathfrak{M}}{a} \cdot df \dots \dots (3)$$

mit  $\varrho$  = wahre Raumladungsdichte,  $\sigma$  = wahre Flächenladungsdichte,  $\mathbf{j}$  = räumliche Stromdichte,  $\mathbf{j}_\mu$  = Flächenstromdichte,  $\mathfrak{P}$  = elektrische Polarisation,  $\mathfrak{M}$  = magnetische Polarisation = Magnetisierung und  $a$  = Abstand des Aufpunktes vom Volumenelement  $d\tau$  bzw. vom Flächenelement  $df$ .

Es ist oft bequemer,  $\mathfrak{E}$  nicht nach Gleichung (1) zu berechnen, sondern nach der unter Benutzung bekannter Vektorbeziehungen leicht erhältlichen [3] umgeformten Gleichung:

$$\mathfrak{E} = \left[ \frac{\mathbf{v}'}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A} \right] - \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial' \mathfrak{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi + \text{grad} \left( \mathbf{v}_{fähr} \cdot \frac{\mathfrak{A}}{c} \right) \dots \dots \dots (4)$$

Darin bedeutet  $\mathbf{v}'$  die Geschwindigkeit der Materie oder Ladung gegenüber einem irgendwie bewegten System;  $\frac{\partial'}{\partial t}$  ist die zeitliche Änderung an einem in diesem bewegten System festgehaltenen Punkte;

$$\mathbf{v}_{fähr} = \mathbf{v}_0 + [\mathbf{w} \cdot \mathbf{r}'] \dots \dots \dots (5)$$

gibt die Führungsgeschwindigkeit an. (Der Nullpunkt des bewegten Systems hat die momentane Lineargeschwindigkeit  $\mathbf{v}_0$  gegenüber dem Ruhsystem;  $\mathbf{r}'$  ist der vom Nullpunkt des bewegten Systems zum Aufpunkt gezogene Radiusvektor;  $\mathbf{w}$  = momentane Winkelgeschwindigkeit des bewegten Systems.)

Verankern wir bei Verwendung von Gleichung (4) das bewegte System im Erdkörper, lassen es also alle seine Bewegungen mitmachen, so ist für jeden Punkt des Erdkörpers und der mitrotierenden Atmosphäre  $\mathbf{v}' = 0$  und ebenso  $\frac{\partial' \mathfrak{A}}{\partial t} = 0$ .

Es ist also nach (4)

$$\mathfrak{E} = \text{grad} \left( \mathbf{v}_{\text{führ}} \cdot \frac{\mathfrak{A}}{c} - \varphi \right) \dots \dots \dots (6)$$

die elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E}$  demnach im Erdinnern und in der mitrotierenden atmosphärischen Schicht von einem Potential ableitbar. Es treten dort also keine Leitungsströme, sondern nur Ladungsverteilungen auf. Damit und mit  $\mathfrak{P} = 0$  (im Erdinnern wegen der Leitfähigkeit, in der Atmosphäre wegen  $\epsilon = 1$ ) vereinfacht sich die durch  $\mathbf{j} = (\varrho - \text{div } \mathfrak{P}) \cdot \mathbf{v} + \mathbf{j}_{\text{leit}} + \frac{\partial' \mathfrak{P}}{\partial t}$  gegebene räumliche Stromdichte  $\mathbf{j}$  zu

$$\mathbf{j} = \varrho \cdot \mathbf{v} \dots \dots \dots (7a)$$

Entsprechend erhält man für die Flächenstromdichte:

$$\mathbf{j}_n = \sigma \cdot \mathbf{v} \dots \dots \dots (7b)$$

Legt man den Nullpunkt des bewegten Systems in den Erdmittelpunkt und beschränkt sich auf die Untersuchung des elektrodynamischen Einflusses der Erdrotation, sieht also von der Translationsbewegung der Erde bei ihrem Lauf um die Sonne ab, so wird  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}$  und  $\mathbf{v}_0 = 0$ , mithin nach (5):

$$\mathbf{v}_{\text{führ}} = [\mathbf{w} \mathbf{r}] \dots \dots \dots (8)$$

Ferner ist bei homogener Magnetisierung

$$\text{rot } \mathfrak{M} = 0 \dots \dots \dots (9)$$

Einsetzen von (7a), (7b) und (9) in (3) gibt für das Vektorpotentialfeld des rotierenden Erdmagneten:

$$\mathfrak{A}_{\text{quasistat}}^{(\text{Erde})} = \frac{1}{c} \cdot \int \frac{\varrho \cdot \mathbf{v}}{a} \cdot d\tau + \frac{1}{c} \cdot \int \frac{\sigma \cdot \mathbf{v} + c \cdot \text{Rot } \mathfrak{M}}{a} \cdot d\mathfrak{f} \dots \dots (9a)$$

Die Berechnung des quasistationären Vektorpotentialfeldes der rotierenden Erde setzt also eigentlich Kenntnis der Magnetisierung  $\mathfrak{M}$  und der Raum- und Flächenladungsdichten  $\varrho$  und  $\sigma$  voraus.  $\mathfrak{M}$  ist nun zwar vorgegeben,  $\varrho$  und  $\sigma$  sollen aber erst berechnet werden. Wir machen daher zunächst die Annahme, daß die Beiträge der Konvektionsstromdichten  $\varrho \cdot \mathbf{v}$  bzw.  $\sigma \cdot \mathbf{v}$  zum Vektorpotential in erster Annäherung gegen den Beitrag der Magnetisierungsstromdichte  $c \cdot \text{Rot } \mathfrak{M}$



vernachlässigt werden können, berechnen unter dieser Voraussetzung  $\varrho$  und  $\sigma$  und überzeugen uns dann nachher davon, daß diese Annahme tatsächlich zu Recht besteht.

Die Auswertung [4] des so vereinfachten, über die Erdoberfläche zu erstreckenden Integrals

$$\mathfrak{U} = \int \frac{\text{Rot } \mathfrak{M}}{a} \cdot df \dots \dots \dots (9b)$$

liefert

$$\mathfrak{U}^{(1)} = \frac{4\pi}{3} \cdot [\mathfrak{M}r] \quad \text{und} \quad \mathfrak{U}^{(2)} = \mathfrak{U}^{(3)} = \frac{4\pi \cdot R^3}{3 \cdot r^3} \cdot [\mathfrak{M}r] \dots \dots (10)$$

wobei wir, wie immer im folgenden, durch die rechts oben stehenden eingeklammerten Indizes 1, 2 und 3 auf den Erdkörper, die mitrotierende Atmosphäre und den ruhenden Außenraum hinweisen (vgl. Fig. 2).

**C. Gang der Rechnung.** Der Grund für das Auftreten von Ladungsverteilungen ist folgender: Bei Beginn der Rotation wirken zunächst die elektrototische und die elektrokinetische Feldstärke.  $\mathfrak{E}_{\text{ton}}$  tritt auf, weil infolge der Rotation an im Fixsternsystem (Ruhsystem) festgehaltenen Punkten zeitliche Änderungen des Vektorpotentials vorhanden sind.  $\mathfrak{E}_{\text{ton}}$  wirkt sowohl auf ruhende, als auch auf mitrotierende Materie oder Ladung; der Bewegungszustand des Substrats ist für die Berechnung des elektrototischen Feldstärkeanteils bedeutungslos. Er spielt dagegen die entscheidende Rolle bei der elektrokinetischen Feldstärke, die den Bewegungszustand der betrachteten Materie oder Ladung voll erfaßt;  $\mathfrak{E}_{\text{kin}}$  wirkt eben nur auf Materie oder Ladung, die sich gegen das Ruhsystem bewegt\*).

Die bei der Rotation auf ein mitrotierendes Substrat wirkende gesamte primäre Feldstärke  $\mathfrak{E}_{\text{prim}} = \mathfrak{E}_{\text{kin}} + \mathfrak{E}_{\text{ton}}$  ist nun, wie (6) mit  $\varphi = 0$  zeigt, gegeben durch

$$\mathfrak{E}_{\text{prim}} = \text{grad} \left( v_{\text{fähr}} \cdot \frac{\mathfrak{U}}{c} \right) \dots \dots \dots (11)$$

$\mathfrak{E}_{\text{prim}}$  ist also eine *Gradientenfeldstärke* und kann daher in einem Leiter durch das elektrostatische Feld der von ihr hervorgerufenen Ladungsverteilung kompensiert werden. Da  $\mathfrak{E}_{\text{prim}}$  außerdem noch an jeder Stelle des mitrotierenden Substrats *zeitunabhängig* ist, spielt die Größenordnung der elektrischen Leitfähigkeit des Substrats keine Rolle, wenn man nur die bei konstantem  $w$  sich schließlich aus-

\*) Es ist deshalb auch in der Literatur üblich, nur die beiden (auf ein im Ruhsystem ruhendes Substrat einwirkenden) Feldstärkeanteile  $\mathfrak{E}_{\text{ton}} + \mathfrak{E}_{\text{stat}}$  als „elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E}^*$ “ zu bezeichnen, den Einfluß des Bewegungszustandes durch eine zusätzliche Gleichung für die Kraftdichte:  $\mathfrak{F} = \varrho \cdot \left( \mathfrak{E}^* + \left[ \frac{v}{c} \cdot \mathfrak{B} \right] \right)$  zu erfassen und den Ausdruck  $\left[ \frac{v}{c} \cdot \mathfrak{B} \right]$  dann als „beim bewegten Substrat auftretende elektrische *Scheinfeldstärke*“ zu bezeichnen. Auf die Durchrechnung irgendeines speziellen Problems hat diese nur etwas andersartige Bezeichnungsweise natürlich keinen Einfluß.

bildende Ladungsverteilung ermitteln will. Das ist aber im vorliegenden Problem der Fall. Wir können daher für unseren Zweck den Erdkörper und die mitrotierende Atmosphäre als vollkommene Leiter ansehen. Nach Eintritt des stationären Zustandes (nach Ausbildung der Ladungsverteilung) wird also das gesamte elektrische Feld im Erdinnern und in der mitrotierenden Atmosphäre Null sein:  $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_{kin} + \mathfrak{E}_{ton} + \mathfrak{E}_{stat} = 0$ . Daraus folgt nach (1) und (6):

$$\text{grad } \varphi = \left[ \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A} \right] - \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = \text{grad} \left( \mathbf{v}_{f\ddot{u}hr} \cdot \frac{\mathfrak{A}}{c} \right) \dots \dots (12)$$

Hiermit ergibt sich aus der Poissonschen Gleichung

$$-4\pi \varrho = \Delta \varphi \equiv \text{div grad } \varphi \dots \dots \dots (12a)$$

und wegen der aus (10) resultierenden Beziehung  $\text{div } \mathfrak{A} = 0$ :

$$-4\pi \varrho = \text{div} \left[ \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A} \right] = \Delta \left( \mathbf{v}_{f\ddot{u}hr} \cdot \frac{\mathfrak{A}}{c} \right) \dots \dots \dots (13)$$

Mit  $\mathbf{v} = [\mathbf{w}\mathbf{r}]$  und dem  $\mathfrak{A}^{(1)}$ -Wert von (10) erhält man [4] als Raumladungsdichte innerhalb des Erdkörpers:

$$\varrho^{(1)} = -\frac{4wM}{3c} \cdot \cos \psi \dots \dots \dots (14)$$

Entsprechend liefert (13) unter Verwendung des  $\mathfrak{A}^{(2)}$ -Wertes von (10) als Raumladungsdichte  $\varrho^{(2)} = \varrho_1^{(2)} + \varrho_2^{(2)}$  innerhalb der mitrotierenden Atmosphäre [4]:

$$\varrho_1^{(2)} = -\frac{2wM}{c} \cdot \cos \psi \cdot \frac{R^3}{r^3} \cdot \left( \cos^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right) \dots \dots \dots (15)$$

$$\varrho_2^{(2)} = -\frac{wM}{c} \cdot \sin \psi \cdot \frac{R^3}{r^3} \cdot \sin (2\vartheta) \cdot \cos \lambda \dots \dots \dots (16)$$

Dabei ist  $\vartheta$  der Winkelabstand vom geographischen Nordpol und  $\lambda$  die geographische Länge in einem mit der Erde mitrotierenden Kugelkoordinatensystem, bei dem die Magnetisierungsachse in die Meridianebene  $\lambda = 0$  fällt.

Die an der Erdoberfläche auftretende Flächenladungsdichte  $\sigma^{(1,2)}$  kann aus der (12a) entsprechenden Gleichung

$$-4\pi\sigma = \text{Div grad } \varphi \equiv \mathbf{n}^{(1,2)} \cdot \{ \text{grad } \varphi^{(2)} - \text{grad } \varphi^{(1)} \} \dots \dots (17)$$

ermittelt werden. Es ist der Normalen-Einheitsvektor  $\mathbf{n}^{(1,2)} = \mathfrak{R}/R$ ;  $\text{grad } \varphi^{(2)}$  und  $\text{grad } \varphi^{(1)}$  sind aus (12) mit (10) zu entnehmen. Man hat also:

$$-4\pi\sigma^{(1,2)} = \frac{\mathfrak{R}}{R} \cdot \left\{ \text{grad} \left( \mathbf{v}_{f\ddot{u}hr}^{(2)} \cdot \frac{\mathfrak{A}^{(2)}}{c} \right) - \text{grad} \left( \mathbf{v}_{f\ddot{u}hr}^{(1)} \cdot \frac{\mathfrak{A}^{(1)}}{c} \right) \right\} \dots \dots \dots (18)$$

bzw.

$$-4\pi\sigma^{(1,2)} = \frac{\mathfrak{R}}{R} \cdot \left\{ \left[ \left[ \frac{\mathbf{v}^{(2)}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A}^{(2)} \right] - \left[ \frac{\mathbf{v}^{(1)}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{A}^{(1)} \right] \right] - \frac{1}{c} \cdot \left( \frac{\partial \mathfrak{A}^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \mathfrak{A}^{(1)}}{\partial t} \right) \right\} \quad (19)$$

$\mathfrak{U}^{(2)}$  und  $\mathfrak{U}^{(1)}$  stehen nun nach (10) stets senkrecht zu  $\mathbf{r}$ ; mithin ist auch  $\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial t}$  stets zu  $\mathbf{r}$  senkrecht. Gleichung (19) vereinfacht sich so zu:

$$-4\pi\sigma^{(1,2)} = \frac{\Re}{R} \cdot \left\{ \left[ \frac{\mathbf{v}^{(2)}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{U}^{(2)} \right] - \left[ \frac{\mathbf{v}^{(1)}}{c} \cdot \text{rot } \mathfrak{U}^{(1)} \right] \right\} \dots \dots (20)$$

Die Ausrechnung von (18) oder (20) ergibt dann [4] für die an der Erdoberfläche auftretende Flächenladungsdichte  $\sigma^{(1,2)} = \sigma_1^{(1,2)} + \sigma_2^{(1,2)}$ :

$$\sigma_1^{(1,2)} = \frac{wM}{c} \cdot R \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \vartheta \dots \dots \dots (21)$$

$$\sigma_2^{(1,2)} = -\frac{wM}{2c} \cdot R \cdot \sin \varphi \cdot \sin(2\vartheta) \cdot \cos \lambda \dots \dots \dots (22)$$

Die Berechnung der auf dem äußeren Rande der mitrotierenden atmosphärischen Schicht auftretenden Flächenladungsdichte  $\sigma^{(2,3)}$  kann nicht nach der im Anschluß an Gleichung (17) entwickelten Methode erfolgen, weil  $\mathfrak{E}^{(3)}$  im allgemeinen von Null verschieden ist, weil also auch infolgedessen die Gleichung (12) im Medium 3 nicht gilt. Hier führt nun folgendes Verfahren zum Ziel:

In den Leitern 1 und 2 gilt nach (12):

$$\text{grad} \left( \varphi - \mathbf{v}_{\text{führ}} \cdot \frac{\mathfrak{U}}{c} \right) = 0 \dots \dots \dots (23)$$

Dabei ist  $\varphi$  das Potential aller Ladungsdichten, also das von  $\varrho^{(1)}$ ,  $\sigma_1^{(1,2)}$ ,  $\sigma_2^{(1,2)}$ ,  $\varrho_1^{(2)}$ ,  $\varrho_2^{(2)}$  und der noch unbekannten Flächenladungsdichte  $\sigma^{(2,3)}$ . Aus (23) folgt demnach:

$$\varphi_{\sigma^{(2,3)}} = \left( \mathbf{v}_{\text{führ}} \cdot \frac{\mathfrak{U}}{c} \right) - \varphi_{\varrho^{(1)}} - \varphi_{\sigma_1^{(1,2)}} - \varphi_{\sigma_2^{(1,2)}} - \varphi_{\varrho_1^{(2)}} - \varphi_{\varrho_2^{(2)}} + K. \quad (24)$$

Die Potentiale auf der rechten Seite kann man unter Benutzung von (14), (21), (22), (15) und (16) berechnen; ebenso ist  $\left( \mathbf{v}_{\text{führ}} \cdot \frac{\mathfrak{U}}{c} \right)$  nach (8) und (10) angebar.

Es ist also die ganze rechte Seite bis auf die Konstante  $K$  bekannt. Mit anderen Worten: Das von der gesuchten Flächenladungsdichte  $\sigma^{(2,3)}$  in den Leitern 1 und 2 erzeugte Potential ist nach (24) bis auf die Konstante  $K$  bestimmt. Wegen der Stetigkeit des Potentials kennt man dann auch den Wert des von  $\sigma^{(2,3)}$  auf der Grenzfläche (2, 3) erzeugten Potentials  $\overline{\varphi}_{\sigma^{(2,3)}}$ . Man entwickelt nun dieses Potential nach Kugelfunktionen:

$$\overline{\varphi}_{\sigma^{(2,3)}} = f(\vartheta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(\vartheta, \lambda) \dots \dots \dots (25)$$

und erhält dann sofort nach bekannten Methoden der Potentialtheorie [5] die gesuchte Flächenladungsdichte:

$$\sigma^{(2,3)} = \frac{1}{4\pi \cdot (R+h)} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cdot Y_n(\vartheta, \lambda) \dots \dots \dots (26)$$

(Der Wert von  $K$  wird dadurch bestimmt, daß die Summe aller von  $\varrho^{(1)}$ ,  $\sigma_1^{(1,2)}$ ,  $\sigma_2^{(1,2)}$ ,  $\varrho_1^{(2)}$ ,  $\varrho_2^{(2)}$  und  $\sigma^{(2,3)}$  herrührenden Ladungen insgesamt Null ergeben muß.)

Die Durchführung [4] liefert für die auf dem äußeren Rande der mitrotierenden atmosphärischen Kugelschale auftretende Flächenladungsdichte  $\sigma^{(2,3)} = \sigma_1^{(2,3)} + \sigma_2^{(2,3)}$ :

$$\sigma_1^{(2,3)} = -\frac{2wM}{3c} \cdot \frac{R^3}{(R+h)^3} \cdot \cos \psi \cdot \cos^2 \vartheta \dots \dots \dots (27)$$

$$\sigma_2^{(2,3)} = -\frac{wM}{3c} \cdot \frac{R^3}{(R+h)^3} \cdot \sin \psi \cdot \sin (2\vartheta) \cdot \cos \lambda \dots \dots \dots (28)$$

Nachträglich haben wir uns jetzt noch davon zu überzeugen, daß die allen  $\varrho$ - und  $\sigma$ -Berechnungen zugrunde liegende Voraussetzung (vgl. den vorletzten Absatz des Abschnittes B) zu Recht besteht. Zum vereinfachten Größenordnungsvergleich kondensieren\*) wir die auf der Kugel des Radius  $R+h$  befindlichen Flächenladungsdichten  $\sigma_1^{(2,3)}$  und  $\sigma_2^{(2,3)}$  auf die Kugel des Radius  $R$ . Ebenso denken wir uns die  $\varrho^{(1)}$ ,  $\varrho_1^{(2)}$  und  $\varrho_2^{(2)}$  entsprechenden Raumladungen als Flächenladungen auf der Kugel des Radius  $R$  kondensiert. Wir erhalten dann dort eine Flächenladungsdichte  $\sigma^*$  der Größenordnung  $w \cdot M \cdot R/c$ , deren Beitrag  $\sigma^* \cdot v$  zum Vektorpotential die Größenordnung  $M \cdot w^2 \cdot R^2/c$  hat. Die Größenordnung von  $c \cdot \text{Rot } \mathfrak{M}$  hingegen ist  $c \cdot M$ . Die Beiträge aller Konvektionsstromdichten  $\varrho \cdot v$  bzw.  $\sigma \cdot v$  zum Vektorpotential können also dann gegen den Beitrag  $c \cdot \text{Rot } \mathfrak{M}$  des Magnetisierungsstromes vernachlässigt werden, wenn

$$\left(\frac{w \cdot R}{c}\right)^2 \ll 1 \dots \dots \dots (29)$$

ist. Bei Benutzung der im nächsten Abschnitt angegebenen Zahlenwerte von  $w$ ,  $R$  und  $c$  erhält man  $(w \cdot R/c)^2 = 2.4 \cdot 10^{-12}$ . Die Ungleichung (29) ist also durchaus erfüllt; unsere zur Gleichung (9b) führende Annahme war demnach zulässig.

**D. Unipolarinduktion und Lufterlektrizität.** Die Tatsache, daß die Erde ein rotierender Magnet ist, hat im Laufe der letzten 100 Jahre des öfteren Anlaß gegeben zu Bemerkungen über den Zusammenhang zwischen Unipolarinduktion und Lufterlektrizität. Wir gehen auf die heute nur noch historisches Interesse beanspruchenden diesbezüglichen Arbeiten von Faraday (1832), Plücker (1852), Riecke (1877), Edlund (1878, 1884, 1888), Exner-Czermak (1886), Hoppe (1886, 1902), Budde (1887), Lecher (1894) und Vollgraff (1904) nicht näher ein. Nur zu zwei neueren Arbeiten von Wait-Sverdrup (1927) und Hosi (1937) sei kurz Stellung genommen.

\*) „Kondensieren“ = Radiales Verschieben von Ladungen. -- Daß die zu (9b) führende Vernachlässigung zulässig ist, läßt sich natürlich auch ohne Benutzung des „Kondensierens“ durch unmittelbares Ausrechnen des von allen Konvektionsstromdichten erzeugten Vektorpotentialfeldes zeigen; doch führt dies Verfahren auf z. T. recht umständliche Rechnungen.



Die von uns berechneten Ladungsdichten geben natürlich Anlaß zu einem elektrostatischen Feld. Aber diesem elektrostatischen Feld  $\mathfrak{E}_{stat}$  wird durch ein elektrodynamisches Feld  $\mathfrak{E}_{dyn} = \mathfrak{E}_{kin} + \mathfrak{E}_{ton}$  überall das Gleichgewicht gehalten. Das Gesamtfeld  $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_{kin} + \mathfrak{E}_{ton} + \mathfrak{E}_{stat}$  ist an jeder Stelle des rotierenden Erdkörpers und der mitrotierenden Atmosphäre exakt gleich Null. Die Unipolarinduktion liefert daher auch nicht die Spur eines Beitrages zu dem ja tatsächlich in der freien Atmosphäre vorhandenen „luftelektrischen“ Feld. Und ebenso kann die Unipolarinduktion natürlich auch keinerlei Strom im Erdinnern erzeugen, wie Hosi [6] irrtümlich meint.

Tabelle der Raum- und Flächenladungsdichten  
(Benutzte Zahlenwerte:  $R = 6.37 \cdot 10^8$  cm;  $h = 5 \cdot 10^7$  cm;  $M = 8 \cdot 10^{-2}$  cm $^{-1/2} \cdot$  g $^{1/2} \cdot$  sec $^{-1}$ ;  $w = 7.29 \cdot 10^{-5}$  sec $^{-1}$ ;  $\psi = 168.5^\circ$ ;  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm $^1 \cdot$  sec $^{-1}$ ; die Ladungsdichten sind in elektrostatischen Einheiten angegeben.)

	Von den elektrodynamischen Kräften der Erdrotation herrührend:	Nach luftelektrischen Messungen oder Extrapolationen:
Flächenladungsdichte an der äußeren Grenze der mitrotierenden At- mosphäre	$\sigma_1^{(2,3)} = + 7 \cdot 10^{-8} \cdot \cos^2 \vartheta$ $\sigma_2^{(2,3)} = - 7 \cdot 10^{-9} \cdot \sin (2 \vartheta) \cdot \cos \lambda$	Unbekannt
Raumladungsdichte in der mitrotierenden At- mosphäre	$\varrho_1^{(2)} = + 4 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{R^3}{r^3} \cdot \left( \cos^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right)$ $\varrho_2^{(2)} = - 4 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{R^3}{r^3} \cdot \sin (2 \vartheta) \cdot \cos \lambda$	$\varrho_{80 \text{ km}} = + 3 \cdot 10^{-19}$ $\varrho_{50 \text{ km}} = + 7 \cdot 10^{-18}$ $\varrho_{30 \text{ km}} = + 1 \cdot 10^{-13}$ $\varrho_{15 \text{ km}} = + 7 \cdot 10^{-12}$ $\varrho_{6 \text{ km}} = + 8 \cdot 10^{-11}$ $\varrho_{1 \text{ km}} = + 3 \cdot 10^{-10}$ $\varrho_{1 \text{ m}} = + 1 \cdot 10^{-7}$
Flächenladungsdichte an der Erdoberfläche	$\sigma_1^{(1,2)} = - 1 \cdot 10^{-7} \cdot \sin^2 \vartheta$ $\sigma_2^{(1,2)} = - 1 \cdot 10^{-8} \cdot \sin (2 \vartheta) \cdot \cos \lambda$	$\sigma = - 3 \cdot 10^{-4}$
Raumladungsdichte im Erdinnern	$\varrho^{(1)} = + 3 \cdot 10^{-16}$	Null

Wait und Sverdrup [7] betrachten nur einen Teil des gesamten elektrischen Feldes, nämlich nur die elektrokinetische Feldstärke\*). Wenn man so vorgeht, dann kann man natürlich elektrische Felder erhalten, die zu Strömen in der Atmosphäre Anlaß geben; denn  $\mathfrak{E}_{ton}$  und  $\mathfrak{E}_{kin}$  sind im allgemeinen ganz oder teilweise Raumwirbel-Felder. Aber auf die mitrotierende Atmosphäre wirken eben stets alle drei Teile der elektrischen Feldstärke gemeinsam, und deren Summe ist überall

\*) Und diese dazu noch nur an zwei speziellen Stellen, nämlich nur unmittelbar über den beiden erdmagnetischen Polen! Außerdem werden den einzelnen Raumkomponenten des berechneten Feldes geeignet erscheinende Vorzeichen gegeben (!). Schließlich wird noch der „Strom“ proportional der Summe von sechs Skalarkomponenten der elektrischen Feldstärke gesetzt (!).

zu jeder Zeit Null. Die Unipolarinduktion erzeugt daher auch nicht in der Atmosphäre irgendwelche Ströme, weder zeitlich konstante, noch zeitlich veränderliche.

Im übrigen sind, wie die tabellarische Gegenüberstellung zeigt, die elektrodynamisch hervorgerufenen Ladungsdichten in den uns zugänglichen Gebieten um einige Größenordnungen kleiner als die aus luftelektrischen Messungen erschlossenen Ladungsdichten [8].

**E. Die Energieausstrahlung der Erde.** Durch die Äquatorebene  $\vartheta = 90^\circ$  und durch die Meridianebene  $\lambda = \pm 90^\circ$  wird die Erdkugel in vier Quadranten geteilt. Der Ausdruck  $\sin(2\vartheta) \cdot \cos \lambda$  hat in je zwei derartigen *nebeneinanderliegenden* Quadranten *entgegengesetztes* und in je zwei *schräg gegenüberliegenden* Quadranten *gleiches* Vorzeichen. Die Ladungsdichten  $\sigma_2^{(1,2)}$ ,  $\sigma_2^{(2)}$  und  $\sigma_2^{(2,3)}$  (Gleichungen 22, 16, und 28) enthalten nun alle den Faktor  $\sin(2\vartheta) \cdot \cos \lambda$ , geben der Erde also eine quadrupolartige Ladungsverteilung. Diese Quadrupol-Ladungsverteilung rotiert starr mit der Erde mit und bewirkt daher eine elektromagnetische Energieausstrahlung. Es erhebt sich die Frage, ob diese auf Kosten der mechanischen Rotationsenergie der Erde erfolgende Energieausstrahlung so groß ist, daß sie die Tageslänge merklich beeinflussen kann.

Im Hinblick auf eine kürzlich an anderem Orte erschienene diesbezügliche Arbeit [9] können wir uns hier kurz fassen. Die Erde strahlt aus zwei Gründen elektromagnetische Energie aus: Sie stellt sowohl einen rotierenden elektrischen Quadrupol, als auch einen rotierenden magnetischen Dipol dar. Es läßt sich nun durch eine Abschätzung zeigen, daß die Energieausstrahlung des rotierenden elektrischen Quadrupols etwa  $10^6$  mal kleiner ist als die Ausstrahlung, die von der durch die Rotation verursachten Änderung des magnetischen Momentes  $m$  der Erde herrührt ( $m = \frac{4}{3} \pi R^3 \cdot \mathcal{M}$ ). Man kann sich also auf die Berechnung dieses Ausstrahlungsanteils beschränken.

Die Ausstrahlung eines magnetischen Dipols mit zeitlich veränderlichem Moment  $m$  ist nun bekanntlich gegeben durch

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{\ddot{m}^2}{c^3} \frac{\text{erg}}{\text{sec}} \quad \dots \dots \dots (90)$$

Im vorliegenden Falle ist

$$\ddot{m} = [\dot{w} \dot{m}] = [w[w m]] = w \cdot (w m) - m \cdot w^2.$$

Daraus folgt:

$$\ddot{m}^2 = w^2 \cdot ((w m)^2 - (w m)^2) = w^4 \cdot m^2 \cdot \sin^2 \psi \quad \dots \dots \dots (91)$$

Einsetzen von (91) in (90) ergibt:

$$W = \frac{2 w^4 m^2 \sin^2 \psi}{3 c^3} \frac{\text{erg}}{\text{sec}} \quad \dots \dots \dots (92)$$

Hieraus erhält man für die bei konstanter Winkelgeschwindigkeit in  $T$  sec ausgestrahlte Energie:

$$E = \frac{2 m^2 w^4 T \sin^2 \psi}{3 c^3} = \frac{32 \pi^2 M^2 R^6 w^4 T \sin^2 \psi}{27 c^3} \text{ erg} . . . . (33)$$

Einsetzen der bekannten Werte von  $M, R, w, \psi$  und  $c$  liefert mit  $T = 365 \cdot 86164 \text{ sec}$  als von der Erde in einem Jahre ausgestrahlte elektromagnetische Energie:

$$E_1 = 0.6 \cdot 10^{10} \text{ erg.}$$

Demgegenüber beträgt die mechanische Rotationsenergie der Erde:

$$E_2 = 2.6 \cdot 10^{36} \text{ erg.}$$

Die elektromagnetische Energieausstrahlung der Erde hat demnach keinen wesentlichen Einfluß auf die Konstanz der Erdrotation.

### Literatur

- [1] J. Cl. Maxwell: Treatise on electricity and magnetism; Vol. 2, §§ 405, 598, 599, 619 (Oxford 1873).
- [2] T. Schlomka: Die Grundlagen der Elektrodynamik. Zeitschr. f. techn. Physik **17**, 459—463 (1936).
- [3] F. Emde: Auszüge aus J. Cl. Maxwells Elektrizität und Magnetismus, S. 86—89 (Braunschweig 1915).
- [4] Die hier im einzelnen nicht wiedergegebenen Rechnungen sind zum größten Teil von cand. G. Räder in einer Staatsexamensarbeit über die Methoden zur Berechnung der Ladungsverteilung rotierender Magnetkugeln durchgeführt worden. Einen Teil der Resultate findet man auch schon in einer Arbeit von E. Kohl „Über den Unipolareffekt einer leitenden magnetisierten Kugel“, Annalen d. Physik [4] **20**, 641—676 (1906); doch ist die Kohlsche Arbeit einiger Druckfehler und grundsätzlicher Fehlüberlegungen wegen nur mit Vorsicht zu verwenden.
- [5] A. Wangerin: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen **2**, 101—102 (Berlin u. Leipzig 1921).
- [6] T. Hosi: Über eine Ursache des Erdstromes. J. Meteorol. Soc. Jap. **15**, 63—64 (1937); Zentralbl. f. Geophys. **1**, 19 (1937).
- [7] G. R. Wait u. H. U. Sverdrup: Preliminary note on electromotive forces possibly produced by the earth's rotating magnetic field and on observed diurnal-variation of the atmospheric potential-gradient. Terr. Magnetism and Atm. Electr. **32**, 73—83 (1927).
- [8] H. Benndorf: Atmosphärische Elektrizität. Handb. d. Experimentalphys. **25**, 1, S. 260, 262 u. 292 (1928).
- [9] T. Schlomka: Zur Drehimpulsstrahlung der Erde. Ann. d. Phys. [5] **33**, 259—264 (1938).

Hannover, Seminar für theoretische Physik der Technischen Hochschule.

## Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung

Von J. Bartels, Potsdam. — (Mit 7 Abbildungen)

1. Zu den Erscheinungen, deren Zusammenhang mit dem erdmagnetischen Feld und seinen zeitlichen Schwankungen seit langem bekannt ist, sind in den letzten Jahren zwei neue Gebiete getreten: 1925 begann die unmittelbare Erforschung der *Ionosphäre* mit Hilfe reflektierter elektromagnetischer Wellen, und im Sonnenflecken-Maximaljahr 1937 wurde der Einfluß erdmagnetischer Stürme auf die Intensität der durchdringenden *Höhenstrahlung* erkannt. Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft hat einen Vormittag ihrer Tagung diesen Fragen und ihren inneren Zusammenhängen gewidmet, um die so notwendige Zusammenarbeit zu vertiefen und durch Austausch von Erfahrungen fruchtbarer zu gestalten. Da die erdmagnetischen Variationen recht zusammengesetzte Erscheinungen sind, soll einleitend ein Überblick gegeben werden. Hauptwert wird dabei auf möglichst anschauliche Darstellung auf Grund neuesten, meist unveröffentlichten Beobachtungsmaterials gelegt werden; es wird dabei notwendig sein, die Vorgänge gelegentlich zu schematisieren.

2. Zunächst sei an einige der üblichen Bezeichnungen erinnert: Das erdmagnetische Feld hat am Äquator (horizontal) die Stärke 0.3 Gauß, an den magnetischen Polen (vertikal) 0.6 Gauß. Man hält im Erdmagnetismus an dieser Bezeichnung (an Stelle der von den Physikern angenommenen Einheit Ørsted) fest, weil zahlenmäßig und meßtechnisch der Unterschied zwischen Feldstärke und Induktion in Luft belanglos ist und weil gerade die erdmagnetische Forschung Gauß soviel verdankt. Die zeitlichen Schwankungen werden in der Einheit  $10^{-5}$  Gauß =  $1\gamma$  angegeben. Diese Genauigkeit von rund  $1/50000$  der Gesamtfeldstärke ist notwendig und läßt sich leicht erreichen, wenn es sich um Schwankungen innerhalb kurzer Zeiten (Variationen) handelt; die ebenso genaue Vergleichbarkeit der Messungen im Laufe von Monaten und Jahren (die Zuverlässigkeit der Basiswerte) erfordert aber Präzisionsmessungen und wird von guten Observatorien angestrebt.

Der erdmagnetische Feldvektor vom Gesamtbetrage  $F$  wird in üblicher Weise in Komponenten zerlegt: Horizontal  $H$ , vertikal  $Z$ , positiv nach unten oder in die rechtwinkligen Komponenten  $X$  (nach Norden),  $Y$  (nach Osten),  $Z$  (nach unten). Die Richtungswinkel sind Deklination  $D$  (nach Osten positiv) und Inklination  $I$  (nach unten positiv).

Die zeitlichen Schwankungen an einem Ort würden sich dadurch veranschaulichen lassen, daß man sich den Feldvektor von einem Punkt aus auf-



getragen dächte; der Endpunkt des Vektors als Funktion der Zeit würde dann eine Raumkurve beschreiben. Solche dreidimensionalen Raumkurven kann man in *Stereogrammen* wiedergeben, die eine lebhaftere Anschauung vermitteln (einige Stereogramme [1] wurden nach dem Vortrag gezeigt). Wenn man erst einmal an diesen Beispielen die räumliche Anschauung gebildet hat, kann man sich später mit der Darstellung der Komponenten begnügen.

3. Kugelfunktionsanalyse hat gezeigt, daß bei vielen großräumigen erdmagnetischen Variationen (nämlich den tagesperiodischen und den sturmzeitlichen Schwankungen) etwa  $\frac{6}{10}$  der horizontalen magnetischen Komponenten von flächenhaften Strömen in der Ionosphäre stammen, der Rest aus induzierten Strömen im Erdinnern (die hier weniger interessieren). Dann ergibt sich nach Chapman [2] die einfache Regel, daß eine horizontale magnetische Störungskomponente von  $1\gamma$  erzeugt wird durch eine flächenhafte Stromdichte von 1 Amp./km, also  $1000\gamma$  durch 1 Million Amp./1000 km. Über die räumliche Erstreckung dieser Ströme nach oben kann man erdmagnetisch unmittelbar wenig aussagen; McNish [7] hat neuerdings für einen Spezialfall aus erdmagnetischen Störungen gefolgert, daß die Ströme längs der Polarlichtzone in einem schmalen Streifen angenommen werden könnten, der nicht höher als 200 km liegt. Im allgemeinen muß aber bei der Höhenbestimmung die direkte Erforschung der Ionosphäre und die stereophotogrammetrische Polarlichtvermessung helfen.

4. Die zeitlichen Schwankungen lassen sich folgendermaßen beschreiben und einteilen:

a) *Säkular-Variation*: Eine allmähliche Änderung des Feldvektors, die jahrzehntelang in derselben Richtung fortschreitet und ihre Ursache anscheinend in langsamen Vorgängen im Erdinnern hat. In Mitteleuropa wandert die Kompaßnadel gegenwärtig in etwa sechs Jahren um  $1^\circ$  weiter nach Osten.

b) *Aktivität*: Es lassen sich ruhige und gestörte Zeiten unterscheiden. Der Grad der erdmagnetischen Unruhe hat sehr viele Abstufungen. Verschiedene Maßzahlen für diese Unruhe sind aufgestellt. Sie zeigen deutlich Zusammenhänge mit dem 11jährigen Sonnenfleckenzyklus und, in einer etwa 27tägigen Wiederholungstendenz, mit der Sonnenrotation. Abgesehen von schwächeren Störungstypen, die auf die Tagseite der Erde beschränkt sind und von Schwankungen der kurzwelligen Sonnenstrahlung herrühren, deutet die erdmagnetische Unruhe auf die wechselnde Zufuhr solarer Korpuskularstrahlung. Ihre Wirkung konzentriert sich im wesentlichen in den *Polarlichtzonen* (von etwa  $23^\circ$  Radius um die magnetische Erdachse, bei starken Störungen sich erweiternd) und im *Ringstrom*, der die Erde in der Ebene ihres magnetischen Äquators von Ost nach West umfließt.

c) *Sonnentägiger Gang an ruhigen Tagen,  $S_q$* : Auf der Tagseite bilden sich in der Ionosphäre vier große flächenhafte Stromwirbel aus; die Gesamtstärke des Hauptwirbels ist von der Größenordnung 100 000 Amp.

d) *Mondentägiger Gang,  $L$* : Kleine, aber sehr regelmäßige und aufschlußreiche Schwankungen, deren Größenordnung rund  $1/10$  von  $S_q$  ist.  $L$  ist, ebenso wie  $S_q$ , auf der Tagseite viel ausgeprägter, und man kann aus  $L$  zum Beispiel schließen, daß am Äquator der effektive Ionengehalt der Ionosphäre um Mittag über 50mal stärker ist als nachts.

e) *Sonnentägiger Gang an gestörten Tagen,  $S_D$* : Bei starken Störungen bildet sich ein starkes Stromsystem in der Ionosphäre aus, das längs der Polarlichtzonen am stärksten konzentriert ist. Es läßt sich nach Chapman [2] folgendermaßen schematisieren: Nachmittags (von Mittag bis Mitternacht) fließt der Strom längs der Zonen von West nach Ost, während der anderen Tageshälfte von Ost nach West (Stromrichtung immer im Sinne der Bewegung positiver Ladungen ausgedrückt). Die Strombahnen schließen sich zum Teil äquatorwärts (mittags Strom vom Äquator zu den Polarlichtzonen), zum Teil über die Polkappe hinweg.



Fig. 1. Vertikaler Schnitt senkrecht zur Polarlichtzone, Blick nach Osten, am Nachmittag eines gestörten Tages. Längs der Zone fließt ein elektrischer Strom nach Osten, also in die Papierebene hinein. Südlich der Nordlichtzone (in der Figur also rechts davon) wird die erdmagnetische Vertikalkomponente  $Z$  durch das Magnetfeld dieses Stromes verstärkt

Natürlich sind die „Stromsysteme in der Ionosphäre“, von denen hier immer die Rede ist, ursprünglich aus erdmagnetischem Material abgeleitet; wenn aber die Stromsysteme einmal erkannt sind, lassen sich mit ihrer Hilfe — ganz unabhängig von der Frage ihrer physikalischen Realität — die erdmagnetischen Variationen übersichtlich beschreiben.

Am Äquator ist  $S_D$  klein gegen  $S_q$ , aber in höheren Breiten, auch in Mitteleuropa, gehört  $S_D$  zum charakteristischen Bild einer langandauernden magnetischen Störung. Wenn man in Richtung eines elektrischen Stromes blickt, so umkreisen die magnetischen Kraftlinien den Strom so, daß links vom Strom das magnetische Feld aufwärts, rechts von ihm abwärts gerichtet ist. Am Nachmittag muß also  $Z$  infolge  $S_D$  nördlich der Polarlichtzonen abgeschwächt, südlich der Zonen verstärkt sein (Fig. 1). Gerade diese Verstärkung von  $Z$  von Mittag bis Mitternacht in Mitteleuropa ist in der Tat typisch für gestörte Tage, weil  $S_D$  in  $Z$  auffällig von  $S_q$  abweicht. Die entsprechende Abschwächung von  $Z$  vormittags ist seltener voll ausgebildet, sondern äußert sich nur in vorübergehenden Verminderungen von  $Z$ , die nach einigen Stunden zurückgehen [3].

Dieser charakteristische *tägliche Störungsgang in Z* gestattet es, aus mittteleuropäischen erdmagnetischen Registrierungen diejenigen Zeiten zu erkennen, in denen stärkere Ströme in der Polarlichtzone fließen, in denen also stärkere solare Korpuskularstrahlung die Erde trifft. An äquatorialen Stationen (Huan-cayo, Batavia) fehlt er ganz.

f) *Pulsationen*: Periodische Feldschwankungen von einigen  $\gamma$  Amplituden mit Perioden von der Größenordnung einer Zeitminute; mitunter überlagern sie sich sonst ruhigen Kurven.

g) *Bais*: Ausbuchtungen der Kurven im sonst ruhigen Verlauf von der Größenordnung 10 bis 100  $\gamma$ , Dauer von der Größenordnung 1 Stunde. Sie treten zu bestimmten Tageszeiten bevorzugt auf, in Mitteleuropa abends. Eine besondere, nur am Tage und an äquatorialen Stationen auftretende Form tritt gleichzeitig mit der vorübergehenden Verstärkung kurzweiliger Sonnenstrahlung bei Eruptionen auf der Sonne ein, und mit Schwunderscheinungen im Funkverkehr.

h) *Stürme*: Starke Schwankungen mit Amplituden bis zu 5% der Gesamtfeldstärke und mehreren Stunden Dauer, oft plötzlich, aus der Ruhe heraus, auf der ganzen Erde bis auf die Minute gleichzeitig ausbrechend. Neben unregelmäßigen Schwankungen, die jedem magnetischen Sturm ein eigenes Gesicht geben, lassen sich einige typische Züge herauschälen. Der „plötzliche Anfang“ ist meist ein Vektor in der Ebene des geomagnetischen Meridians (durch Station und magnetische Achse der Erde).

5. Außer durch  $S_D$  und die unregelmäßigen Schwankungen ist eine magnetische Großstörung durch einen charakteristischen mittleren Verlauf gekennzeichnet, den man am einfachsten beschreibt als Wirkung eines „Ringstromes“ (Fig. 2) in der Ebene des erdmagnetischen Äquators, senkrecht zur magnetischen Achse; er ist experimentell von Birkeland und Brüche in Modellversuchen, theoretisch von Störmer behandelt. Dieser Strom fließt, in unbekanntem Abstand, von Ost nach West, unabhängig von Tag und Nacht (Fig. 2). In wechselndem zeitlichen Abstand nach dem Anfang des Sturmes bildet er sich aus, erreicht seine größte Intensität in der Hauptphase des Sturmes und klingt dann im Verlauf mehrerer Tage und Wochen allmählich wieder ab; diese erdmagnetische Wirkung wird *Nachstörung* oder *Erholung* genannt. Sie äußert sich zu Beginn in einer *Abnahme der Horizontalintensität H*, entsprechend dem Richtungssinn des Stromes; außerhalb des Ringstromes, über dessen Radius erdmagnetisch nichts Bestimmtes gesagt werden kann, muß das magnetische Feld der Erde dagegen *verstärkt* sein. Die Vertikalintensität  $Z$  ist am Äquator ungestört, auf der nördlichen Halbkugel verstärkt, auf der südlichen abgeschwächt; da der Mittelwert von  $Z$  im Norden positiv, im Süden negativ ist, kann man auch sagen, daß auf beiden Halbkugeln der absolute Wert von  $Z$  erhöht wird.

Die weltweite Natur des Ringstromeffekts läßt sich schon an unseren Niemegker Kurven zeigen. Der geomagnetische Meridian, also die Ebene durch



Niemegk und die magnetische Erdachse, weicht nämlich dort von astronomisch Nord um  $19^\circ$  nach Westen ab (Fig. 3). Die Horizontalkomponente des Ringstromeffekts sollte also nach Süd  $19^\circ$  Ost gerichtet sein. Die Abnahme  $\Delta X$  der Nordkomponente sollte also von einer Zunahme  $\Delta Y$  der Ostkomponente begleitet sein.

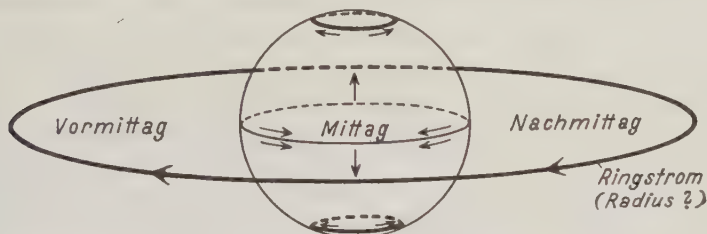


Fig. 2. Schematisches Bild, von der Sonne aus gesehen, des Ringstromes und der Ströme in den Polarlichtzonen an gestörten Tagen

und  $\Delta Y$  sollte zu  $\Delta X$  im Verhältnis  $\tan 19^\circ$  oder rund  $1 : 3$  stehen. Das wird nun tatsächlich beobachtet! Die lokalen erdmagnetischen Verhältnisse haben also mit diesem Ringstrom wenig zu tun; denn wenn sich das Azimut des Vektors nach der augenblicklichen Deklination in Niemegk ( $4.5^\circ$  W) richten würde, müßte  $\Delta Y$  nur  $\frac{1}{12}$  von  $\Delta X$  erreichen (Fig. 3).

Das Verhältnis der Nachstörungen in  $Z$  und  $X$ , also in der Vertikalebene des geomagnetischen Meridians, weicht dagegen deutlich ab von diesen einfachen

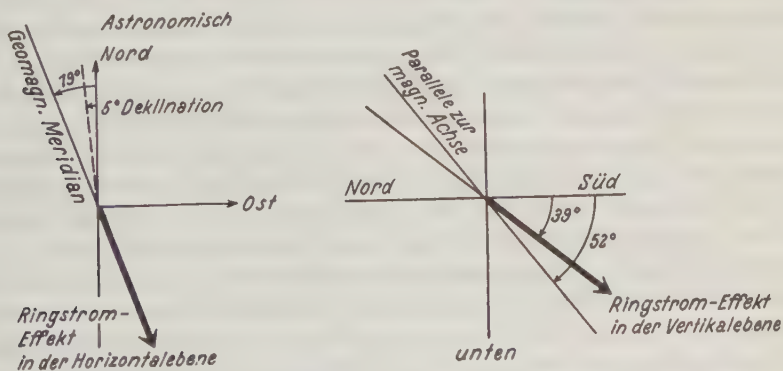


Fig. 3. Ringstromeffekt in Potsdam in der Horizontalebene, und in der Vertikalebene durch die magnetische Achse der Erde

Annahmen. Die Parallele zur Erdachse ist nämlich um  $52^\circ$  (die magnetische Breite von Niemegk) unter den Südhorizont geneigt, und  $\tan 52^\circ = 1.23$ . Demnach müßte  $\Delta Z$  positiv sein, und absolut genommen größer als  $\Delta X$ ; tatsächlich ist auch  $\Delta Z$  positiv, aber nicht so groß wie  $\Delta X$ , sondern nur einer Neigung von  $39^\circ$  entsprechend (nach Ad. Schmidt [4], aus der Schwankung der Monatsmittel



von  $X$  und  $Z$  berechnet). Diese Abweichung rührt von einem inneren Anteil der Nachstörung her, der zwar ebenfalls symmetrisch zur magnetischen Achse der Erde ist, aber das einfache Bild des homogenen magnetischen Feldes eines äußeren, weit entfernten Ringes verändert. Dieser innere Anteil tritt in größerem Abstand von der Erde gegen den äußeren Anteil zurück.

6. Diese Hauptpunkte wurden während des Vortrages an Lichtbildern erläutert, die hier nicht alle wiedergegeben werden können. Typische Bilder von Registrierungen erdmagnetischer Stürme sind zusammengestellt in der vor kurzem erschienenen Arbeit von Rössiger [3]. Der große Sturm vom 16. April 1938 ist an anderer Stelle beschrieben [5]. Die dreistündlichen Potsdamer *erdmagnetischen Kennziffern*, die einen Überblick über den erdmagnetischen Störungszustand geben sollen, erscheinen seit Anfang dieses Jahres laufend in der vorliegenden Zeitschrift. Über die Zusammenhänge mit der Sonnentätigkeit wurde ausführlich auf Grund bereits veröffentlichter Arbeiten [6] berichtet. Gegenwärtig zeigt der Erdmagnetismus das Bild eines besonders starken Sonnenfleckensmaximums. Die 27 tägige Wiederholungsneigung, die im Anfang des Zyklus wenig ausgeprägt ist, wird vermutlich im Laufe der nächsten Jahre wieder stärker hervortreten.

7. Im Vortrag wurde das Zusammenwirken der wesentlichen Ursachen für erdmagnetische Schwankungen an mehreren Darstellungen veranschaulicht, von denen hier einige wiedergegeben sind. Der Anblick der Originalregistrierungen an einer Station läßt nämlich den zeitlichen Verlauf des erdmagnetischen Feldvektors über eine längere Folge von Tagen nur unvollkommen erkennen. Bei den Kraftkomponenten kann sich zum Beispiel der mittlere Abstand der Kurve von der Basislinie im Laufe eines Monats auch aus rein instrumentellen Gründen erheblich ändern, etwa infolge wechselnder Temperatur der Magnete im Variometer, oder infolge anderer allmählicher Änderungen des magnetischen Momentes oder sonstiger Instrumentalkonstanten. Erst nachdem die Temperaturkorrektur angebracht ist und die Basiswerte auf Grund der absoluten Beobachtungen (vielleicht erst nach Monaten) ordnungsmäßig ausgeglichen worden sind, kann man z. B. über die Wirkung des Ringstromes etwas Endgültiges aussagen. Die große Sorgfalt, die in erdmagnetischen Observatorien auf genaueste Messungen verwendet wird, ist dadurch gerechtfertigt; vorläufige Ablesungen (wie z. B. diejenigen, die wir Herrn Kolhörster zum Vergleich mit seinen Registrierungen der Höhenstrahlung zur Verfügung stellen) müssen mit Vorsicht betrachtet werden.

8. Aber noch ein anderer Umstand hindert den Überblick: Der verschiedene Maßstab der Kurven. In Niemeck ist in unseren normalen Registrierungen auf der Abszisse eine Stunde gleich 20 mm, und auf der Ordinate  $2\gamma$  gleich 1 mm. Außer den Instrumenten mit diesem Skalenwert von  $2\gamma/\text{mm}$  laufen noch, mit derselben Zeitskala, weitere, unempfindlichere Registrierungen mit rund  $8\gamma/\text{mm}$  und rund  $30\gamma/\text{mm}$ , die auch bei den größeren Störungen den Verlust der Aufzeichnungen vermeiden (vgl. die Bemerkungen in [5]); ferner läuft die Schnellregistrierung

nach Ad. Schmidt, bei der eine Stunde gleich 240 mm ist und der Skalenwert nur  $0,6 \gamma/\text{mm}$ , um die Pulsationen und die Einsätze von Störungen schärfer erkennbar zu machen.

Schmidt hat nun einen Pantographen eingeführt, der Abszisse und Ordinate in verschiedenen, beliebig verstellbaren Verhältnissen reduziert, und eine Beispielsammlung im Jahrbuch 1922 der Potsdamer Erdmagnetischen Ergebnisse zeigt, wie stark der Eindruck ein und derselben Kurve wechselt, wenn der relative Maßstab von Abszisse und Ordinate sich ändert. Diesen *relativen Maßstab* kann man durch die Angabe ausdrücken, wieviel  $\gamma$  auf der Ordinate der Strecke von einer Stunde auf der Abszisse entsprechen; dieser relative Maßstab empfiehlt sich, weil er gegen die üblichen Vergrößerungen oder Verkleinerungen invariant ist. Bei den Registrierungen muß man den Nachteil der verschiedenen Skalenwerte in Kauf nehmen, weil die erdmagnetischen Variationen in ihrer Größenordnung so stark wechseln, daß es nicht zweckmäßig wäre, sie alle in gleichem Maßstab darzustellen. So war es bei der Wiedergabe des großen Sturmes vom 16. April 1938 nötig [5], für die ersten beiden Stunden nach dem Ausbruch einen relativen Maßstab von rund  $500 \gamma/\text{Stunde}$  zu wählen, während für die anschließenden 10 Stunden aber nur  $40 \gamma/\text{Stunde}$  genügte.

Diese notwendige Verschiedenheit bei der Wiedergabe erdmagnetischer Schwankungen würde sich dadurch erträglich machen, daß eine feste Anzahl von Maßstäben zur Auswahl gegeben würde. International ist für die Reproduktion von Störungskurven empfohlen, daß die Stunde gleich 15 mm sein sollte, und der Skalenwert soll  $5 \gamma/\text{mm}$  betragen; der relative Maßstab ist demnach  $75 \gamma$  pro Stunde. Bei sehr großen Störungen ist aber auch dieser Skalenwert noch zu groß; in *H* war bei dem erwähnten Sturm die Amplitude  $1900 \gamma$ , wäre also 380 mm auf der Reproduktion, so daß man in solchen Fällen besser auf  $10 \gamma/\text{mm}$  hinaufgehen würde (relativer Maßstab  $150 \gamma/\text{Stunde}$ ), wie dies auch bei früheren größeren Störungen geschehen ist.

Für die Wiedergabe sonnentägiger Schwankungen ist dieser Maßstab natürlich nicht geeignet, weil er viel zu flache Kurven liefern würde. Nach einigen Versuchen möchte ich vorschlagen, für *Zeichnungen sonnentägiger Schwankungen sowie für die Wiedergabe fortlaufender Stundenmittel den relativen Maßstab  $2 \gamma/\text{Stunde}$  zu bevorzugen*; für mondentägige Gänge in höheren Breiten würde sich vielleicht  $0.2 \gamma/\text{Stunde}$  empfehlen.

9. Fig. 4 gibt durchschnittliche sonnentägige Gänge für die drei Kraftkomponenten *X*, *Y* und *Z* nach Registrierungen des Potsdamer Hilfsobservatoriums Seddin. Es sind jeweils drei Kurven für die Jahresdrittel untereinander gezeichnet, nämlich für den Winter (Mittel für die vier Monate November bis Februar), die Äquinoktien (Mittel für März, April, September, Oktober) und den Sommer (Mai bis August). Sie beziehen sich auf die ruhigen und gestörten Tage, je 5 in jedem Kalendermonat, die von Herrn G. van Dijk in De Bilt auf Grund der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen ausgewählt werden. In allen

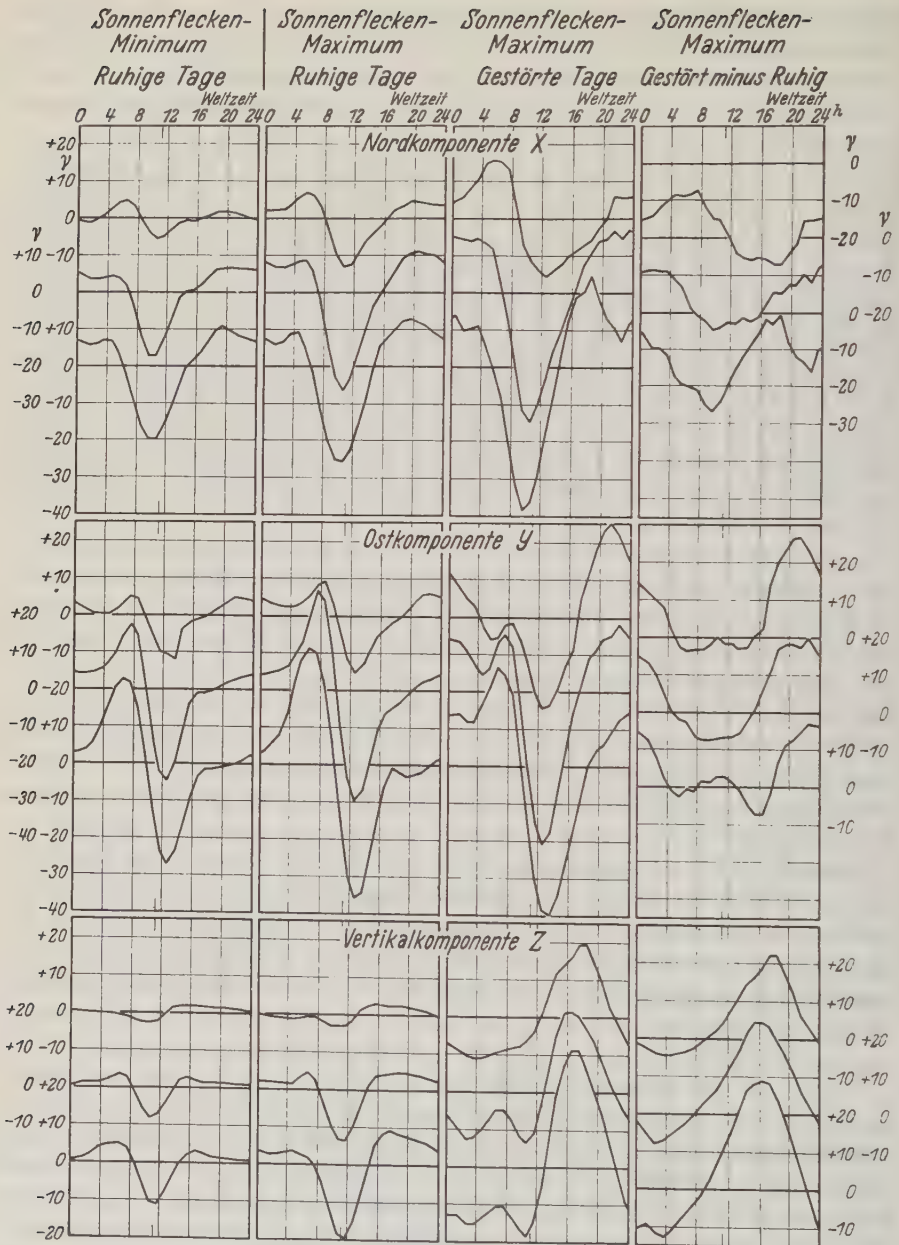


Fig. 4. Sonnentägige Schwankungen in Potsdam-Seddin



Kurven ist der fortschreitende Gang (die Mitternachtsdifferenz) eliminiert. Die Stundenmittel sind in Abweichungen vom Tagesmittel aufgetragen (vgl. aber Abschnitt 14) und durch gerade Linien verbunden. Die angeschriebenen Stunden sind Weltzeit; Ortsmittag um 11.1<sup>h</sup> Weltzeit ist durch kurze Striche an der Zeitskala markiert. Die linke Spalte der Figur gibt Mittelwerte für die drei Sonnenflecken-Minimaljahre 1923, 1924 und 1934 (durchschnittliche Züricher Sonnenflecken-Relativzahl 10.4), die drei weiteren Spalten beziehen sich auf den Durchschnitt der drei Sonnenflecken-Maximaljahre 1917, 1918 und 1923 (mittlere Relativzahl 87.4).

Die beiden ersten Spalten gestatten einen Vergleich der täglichen Gänge  $S_q$  an ruhigen Tagen im Fleckenminimum und Fleckenmaximum; mit dem Fleckenanstieg verstärkt sich die Amplitude der erdmagnetischen Variationen, ohne daß sich die Form der Kurven wesentlich ändert (Deutung: Zunahme der Ultraviolettstrahlung und damit des Ionengehalts der Ionosphäre am Tage).

Die gestörten Tage unterscheiden sich deutlich von den ruhigen, namentlich in  $Z$ . Man kann versuchsweise annehmen, daß der tägliche Gang an gestörten Tagen die Summe von zwei Anteilen,  $S_q$  und  $S_D$ , ist und kann für  $S_q$  einfach den Gang an ruhigen Tagen ansetzen. Die Differenz der Gänge an gestörten und ruhigen Tagen wäre dann  $S_D$ , und die letzte Spalte zeigt, daß diese Annahme recht vernünftige Kurven liefert. Namentlich bei  $Z$  ist  $S_D$  deutlich verschieden von  $S_q$ ; während  $S_q$  die Wirkung von Stromwirbeln südlich von Potsdam ist, erscheint in  $S_D$  in Potsdam vor allem die Wirkung des Stromes in der Nordlichtzone mit der typischen Verstärkung von  $Z$  am Nachmittag. Der eigentümliche Verlauf von  $Z$  an gestörten Tagen (dritte Spalte) läßt sich zwanglos als Überlagerung der  $S_q$  (zweite Spalte) und  $S_D$  (vierte Spalte) deuten. Der Strom, der in der Ionosphäre längs des Mittagsmeridians von Süden nach Norden und längs des Mitternachtsmeridians von Norden nach Süden strömt, ist angedeutet in  $S_D$  für  $Y$ ; er erzeugt unter Mittag eine zusätzliche westliche Komponente, um Mitternacht eine zusätzliche östliche Komponente.

Die durchschnittlichen Änderungen im Laufe des Tages (im Sinne: Ende minus Anfang) sind eliminiert. Sie haben natürlich charakteristische Vorzeichen, die das Abklingen des Ringstromes an ruhigen, sein Anwachsen an gestörten Tagen anzeigen. Die Durchschnittswerte dieser Mitternachtsdifferenzen sind:

	$X$	$Y$	$Z$
Fleckenminimum, ruhige Tage...	+ 2.4 $\gamma$	— 0.7 $\gamma$	— 0.4 $\gamma$
Fleckenmaximum, ruhige Tage..	+ 3.8 $\gamma$	— 0.8 $\gamma$	— 1.1 $\gamma$
„ gestörte Tage..	— 8.0 $\gamma$	+ 1.2 $\gamma$	+ 1.7 $\gamma$

Die Kurven in der rechten Hälfte der Figur sind nicht so glatt wie diejenigen in der linken. Jede dieser Kurven ist aus drei mal vier Monaten gewonnen, insgesamt also aus 60 Tagen. Eine Änderung von 120  $\gamma$  von einem Stundenmittel zum nächsten ist an gestörten Tagen nichts Außergewöhnliches; im Durchschnitt von 60 Tagen erscheint sie noch mit 2  $\gamma$ . Es ist also anzunehmen, daß die kleineren Zacken in diesen Kurven bei Verwendung größeren Materials verschwinden



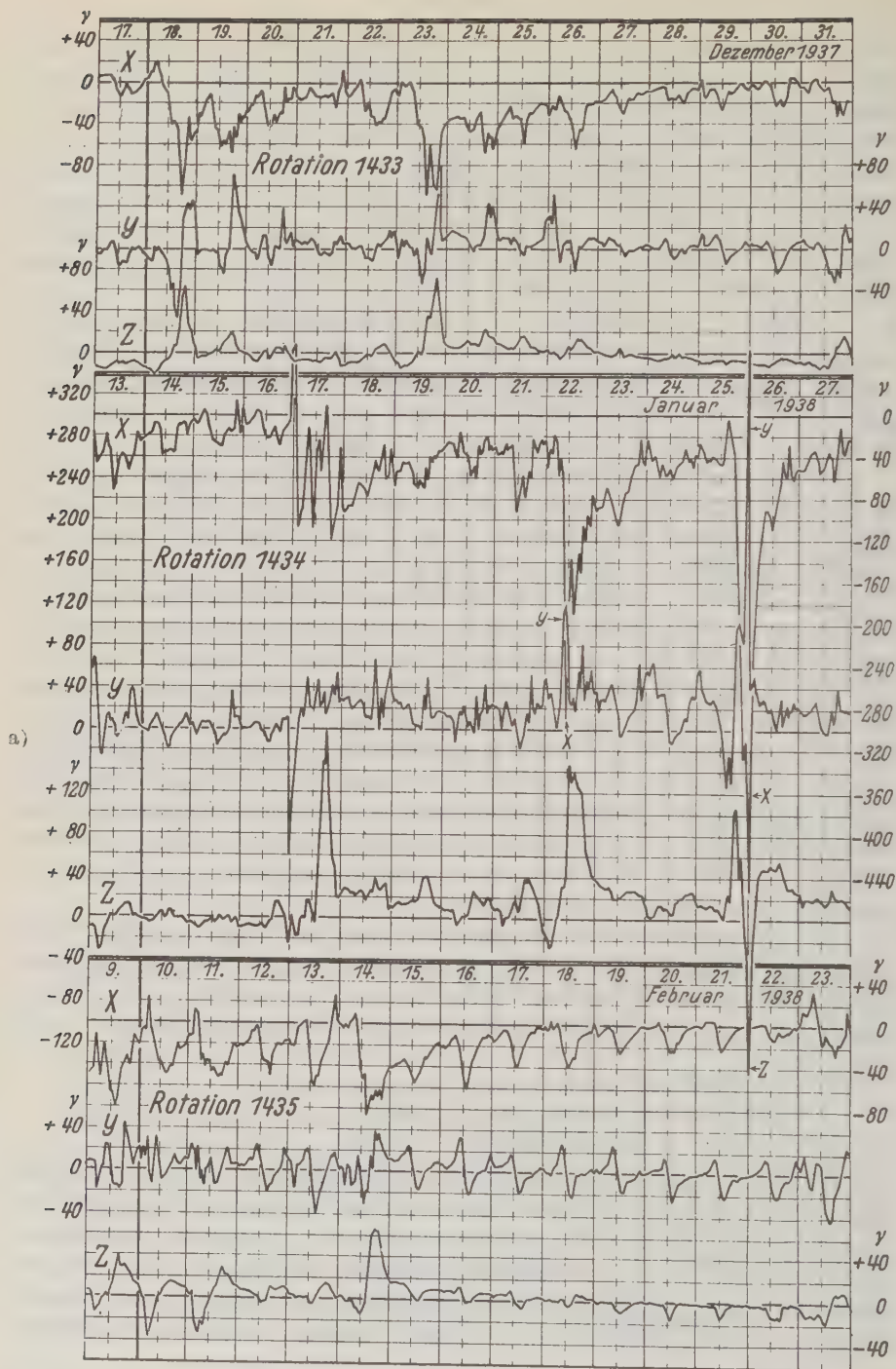
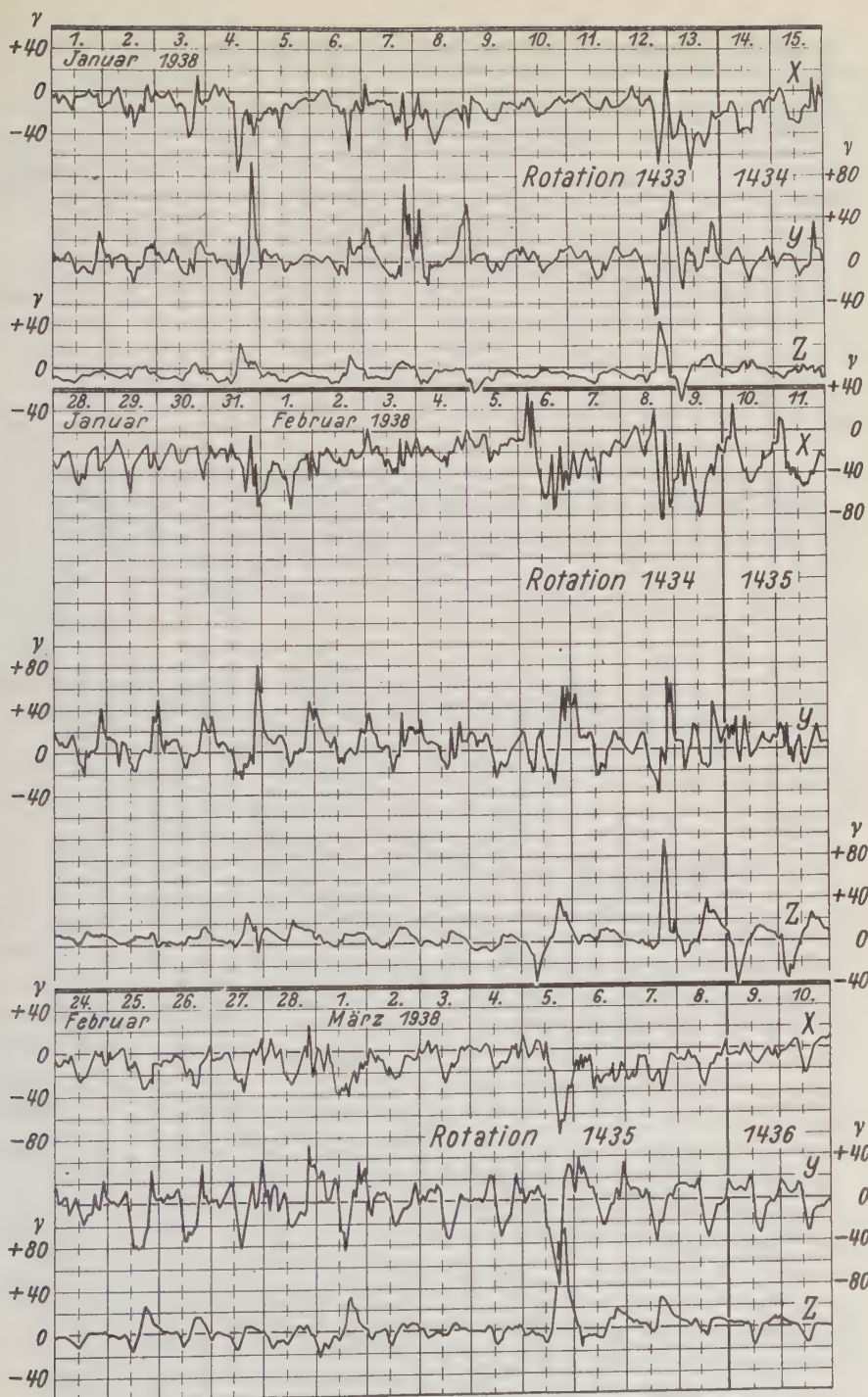


Fig. 5. Erdmagnetische Variationen in Potsdam-Niemegk, dargestellt durch fortlaufend während drei Sonnenrotationen. Die Nullniveaus entsprechen



b)

Stundenmittel der drei Kraftkomponenten vom 17. Dezember 1937 bis 10. März 1938, und + 18400 γ in X. — 1500 γ in Y, + 43300 γ in Z

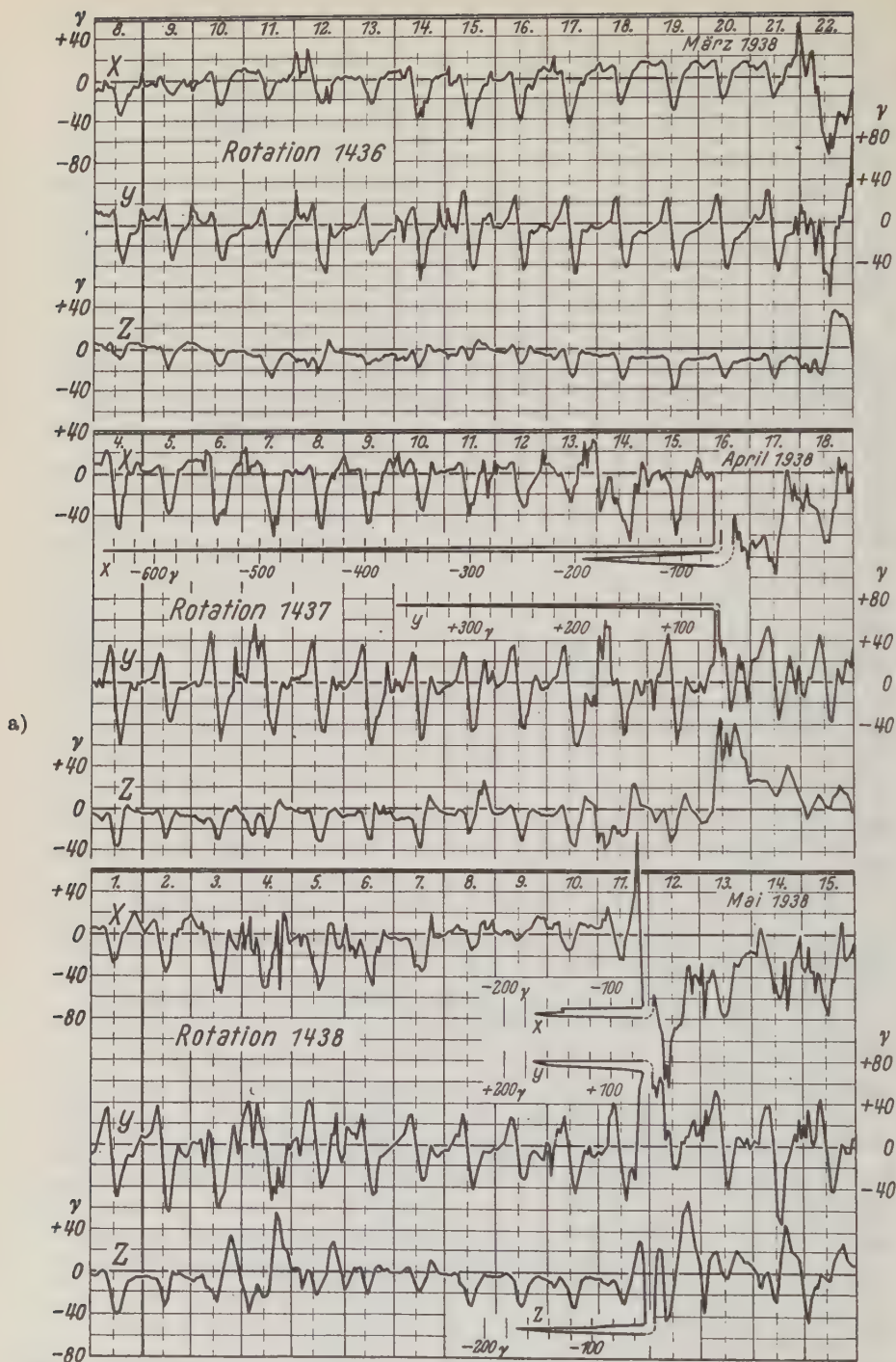
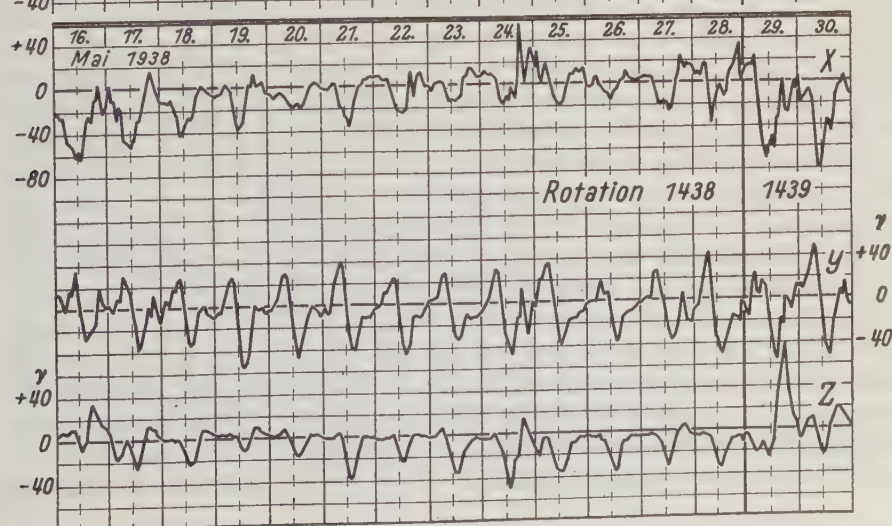
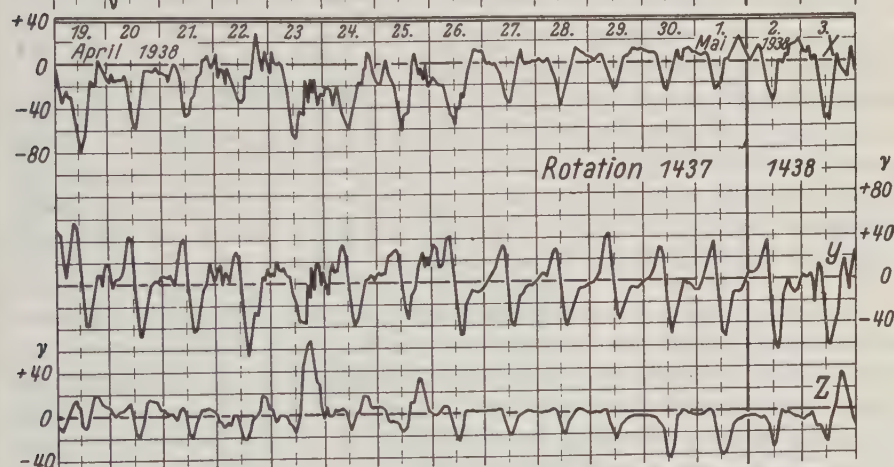
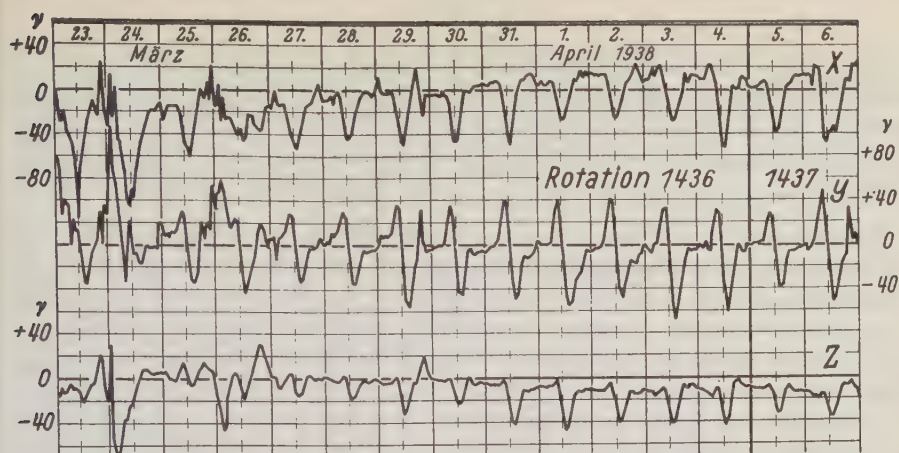


Fig. 6. Anschluß an Fig. 5 für die nächste





ei Sonnenrotationen, bis 30. Mai 1938



würden. Man muß ferner beachten, daß die rechten Kurven  $S_D$  für den — relativ niedrigen — mittleren Störungsgrad der fünf gestörten Tage pro Monat darstellen. Wenn man nur eine *geringere* Zahl von *stärker* gestörten Tagen zugrunde legte, würde  $S_D$  größere Amplituden bekommen, jedoch — wie auf Grund verschiedener Erfahrungen anzunehmen — keine wesentlich andere Form.

10.  $S_D$  ist, zum Unterschied von den drei anderen Kurvenarten, nicht in Abweichungen vom Tagesmittel aufgetragen, sondern es sind die *wirklichen* Unterschiede der gestörten und ruhigen Tage wiedergegeben. Im Sinne „gestört minus ruhig“ sind die Unterschiede der Tagesmittel, im Durchschnitt für das ganze Jahr,  $\Delta X = -15.6\gamma$ ,  $\Delta Y = +5.4\gamma$ ,  $\Delta Z = +6.0\gamma$ . Mit überraschender Genauigkeit ergibt sich wieder, wie zu erwarten (Abschnitt 5), das Verhältnis der absoluten Werte  $\Delta Y : \Delta X = 1 : 3$ , weil die Unterschiede durch den Ringstrom bewirkt werden;  $\Delta Z$  ist jedoch wesentlich kleiner (nur einer Neigung von  $21^\circ$  unter den Südhorizont entsprechend) als aus den Schwankungen der Monatsmittel abgeleitet. Es scheint also, daß der innere Anteil der Nachstörung (relativ zum äußeren Anteil) in der Differenz der Tagesmittel der gestörten und ruhigen Tage noch größer ist als bei der Schwankung von Monatsmitteln. Dieses vorläufige Ergebnis bedarf weiterer Untersuchung, wie überhaupt die Figur dazu anregt, z. B. über die jahreszeitliche Veränderung von  $S_D$ , die bisher überhaupt nicht betrachtet wurde, aber in der Nordkomponente in Potsdam stark hervortritt in dem Gegensatz der X-Kurven für Sommer und Winter in der letzten Spalte.

11. Die großen Fig. 5 und 6 sind fortlaufend aufgetragene Niemegker Stundenmittel. Als Nulllinie ist ein Niveau gewählt, daß sich mit der Säkularvariation und, zu einem kleineren Teile, dem jährlichen Gang langsam und gleichförmig verändert und ungefähr dem Normalwert für ruhige Tage in genügendem Abstand hinter einer Störung entspricht. In der Wahl dieses Niveaus liegt natürlich eine gewisse Willkür, die aber praktisch unwesentlich ist, wenn man nicht die absoluten Werte, sondern nur die zeitlichen Veränderungen ins Auge faßt. Später wird man als Nullniveau vielleicht den „Normalwert“ wählen, d. h. das Jahresmittel für die beiden Halbjahre, die vor und nach dem betrachteten Augenblick liegen; auf die Ableitung dieser Normalwerte muß man aber mindestens ein halbes Jahr warten, so daß die hier gewählte Darstellung vorläufig genügen muß. Man kann etwa sagen, daß die Nulllinie nur deshalb stärker ausgezogen ist, um das Liniennetz klarer zu machen; tatsächlich könnte die Bezifferung der Linien ohne Schaden für die Anschaulichkeit auch um konstante Beträge geändert werden.

Die Tage sind in „Rotationen“ von 27 Tagen angeordnet, wie sie bei den Kennziffern verwendet werden; am Anfang ist 1 Tag hinzugefügt, am Ende 2 Tage, so daß jede Zeile 30 Tage umfaßt, die von der linken auf die rechte Heftseite hinübergehen. Jedes Bild umfaßt drei Rotationen. X, Y, Z sind jeweils übereinander gezeichnet. Insgesamt sind auf diesen vier Seiten fast 12000 Stundenmittel dargestellt. Die Tage sind nach Weltzeit abgegrenzt, der Ortsmittag ist durch vertikale gestrichelte Linien angedeutet. Horizontale Linien sind im Abstand

von  $20^\circ$  gezogen. Der vertikale Abstand der Nulllinien mußte verschieden gewählt werden, um die großen Störungen noch darstellen zu können; bei den Januarstörungen überschneiden sich die Kurven noch zum Teil, weshalb auf dem nächsten Blatt (April und Mai) der Ausweg gewählt wurde, die größten Spitzen um  $90^\circ$  in die Horizontale zu schwenken.

**12.** Eine eingehende Betrachtung der Figuren wird viele wesentliche Züge in den erdmagnetischen Schwankungen erkennen lassen. Hier soll nur auf einige Punkte verwiesen werden:

Gestörte und ungestörte Zeiten treten klar hervor. Von den großen Störungen fallen ins Auge die drei Störungen im Januar (am 16./17., am 22. und am 25./26.), am 16. April (Ostersonnabend) und am 11./12. Mai. Diese Störungen sind überall dort, wo sie in die Dunkelheit fallen, von Polarlichtern begleitet gewesen; von den genannten fünf Störungen traf das für Mitteleuropa zu bei den weitverbreiteten Nordlichtern vom 25./26. Januar und vom 11./12. Mai.

Wie schon erwähnt, ist die 27tägige Wiederholungsneigung im dargestellten Abschnitt noch nicht ausgeprägt. Man findet in den Figuren einzelne Beispiele für Wiederholungen; natürlich sind die Figuren für eine quantitative Untersuchung der Wiederholungsneigung nicht geeignet. Alle fünf Großstörungen liegen in der ersten Hälfte der Rotationen, hatten also ihre Herde auf derselben Sonnenhalbkugel, die durch zwei gegenüberliegende Sonnenmeridiane begrenzt ist. Als Einzelstörung ist besonders diejenige vom 22. Januar auffällig, auf die in den nächsten beiden Rotationen besonders ruhige Zeiten folgen.

Der Übergang der sonnentägigen Schwankung an ruhigen Tagen vom Winter zum Sommer (gemäß Fig. 4) läßt sich gut verfolgen. Wie bekannt, ist die Amplitude und Form der Tageskurve von Tag zu Tag verschieden, auch in einer Folge von ruhigen Tagen. Sehr scharf erscheint auch der Gegensatz von  $S_q$  und  $S_p$ , sowohl in Y wie in Z; die Nachmittagsaufwölbung der Z-Kurve ist ein sicheres Kennzeichen für Zufuhr solarer Teilchen zur Nordlichtzone.

**13.** Der Ringstromeffekt äußert sich deutlich in der Abnahme von X, Zunahme von Y und Z bei Störungen, mit anschließender Erholung. Man kann die Wirkung der magnetischen Stürme auf die Höhenstrahlung mit dem Ringstrom in Zusammenhang bringen. Dann ist es von Bedeutung, daß die „Ernährung des Ringstromes“ nicht allein von der Stärke der Störungen abhängt, sondern auch von der Vorgeschichte. So erfolgt im Januar die deutlichste Änderung des Ringstromfeldes bei dem ersten Sturm vom 16./17. Januar; die beiden nächsten Stürme setzten ein, als der Ringstromeffekt des ersten Sturmes noch nicht abgeklungen war. Deshalb war auch wohl die Änderung der Höhenstrahlung beim ersten Sturm am größten. Der große Sturm vom 16. April (Ostersonnabend) erschien erdmagnetisch in Mitteleuropa wesentlich stärker als die Januarstürme; der Ringstromeffekt war aber von gleicher Größenordnung.

Es wird Aufgabe der erdmagnetischen Observatorien sein, durch Zusammenarbeit fortlaufend die „Ringstromstärke“ von Tag zu Tag zu verfolgen und an-

zugeben. In dem Vortrag wurde ein Diagramm gezeigt, das, ähnlich Fig. 5 und 6, für Niemeck und die beiden Observatorien der erdmagnetischen Abteilung des Carnegie-Institutes in Huancayo (Peru) und Watheroo (West-Australien) die gezeichneten Werte der drei Komponenten für die 30 Tage 5. Oktober 1927 bis 3. November zeigte; in dieser Figur, die an anderer Stelle veröffentlicht werden soll, kommt die weltweite Natur des Ringstromeffekts besonders deutlich zum Ausdruck.

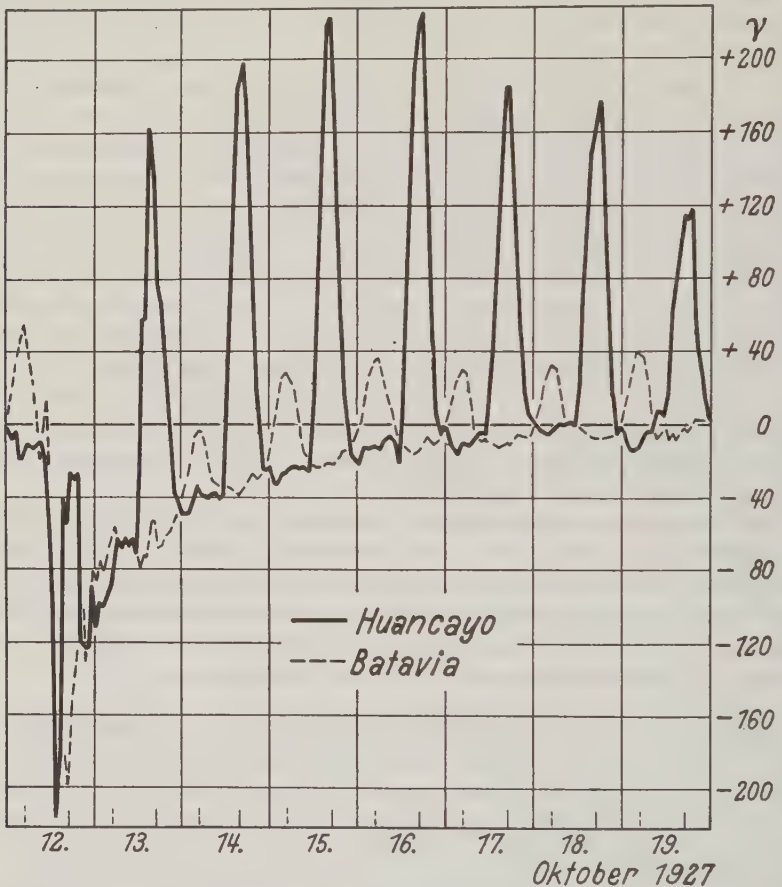


Fig. 7. Fortlaufende Stundenmittel der Horizontalintensität in Huancayo (Peru) und Batavia vom 12. bis 19. Oktober 1927, nach Weltzeit aufgetragen, zur Demonstration der verschiedenen täglichen Schwankungen und des gleichen Ringstromeffektes. Das Nullniveau entspricht 29622  $\gamma$  bei Huancayo, 36836  $\gamma$  bei Batavia

14. Hier soll Fig. 7 noch einmal veranschaulichen, wie unabhängig die Ringstromwirkung von den lokalen erdmagnetischen Verhältnissen und von Tag und Nacht ist. Die tägliche Schwankung der Horizontalintensität am Äquator wurde früher immer aus Beobachtungen an indischen Observatorien und aus Batavia

abgeleitet, und man glaubte lange, daß  $S_q$  in  $H$  sich längs des Äquators nicht wesentlich ändern würde. Die Errichtung des Observatoriums in Huancayo (Peru) durch das Carnegie-Institut, in 180° Längenunterschied von Batavia, brachte die große Überraschung, daß dort die tägliche Schwankung in  $H$  über dreimal so groß ist als in Batavia! Das geht aus Fig. 7 deutlich hervor; hier sind die fortlaufenden Stundenmittel von Huancayo und Batavia *nach Weltzeit* aufgetragen, so daß Tag und Nacht sich an den beiden Stationen gerade abwechseln. Das Nullniveau ist so gewählt, daß man an den Nachtwerten erkennt, mit welcher erstaunlichen Regelmäßigkeit der Ringstrom nach dem Sturm vom 12. Oktober 1927 abklingt. Man erkennt daraus auch, daß die Nachtwerte nicht von der täglichen Schwankung beeinflusst werden; man sollte also die tägliche Schwankung nicht in Abweichungen vom Tagesmittel aufzeichnen, wie in Fig. 4 — wobei dann z. B. bei Huancayo große Negativwerte von  $H$  in der Nacht vorgetäuscht würden —, sondern in Abweichungen vom Nachtniveau.

15. Die vorstehenden Ausführungen sollten denen, die erdmagnetische Registrierungen zum Vergleich mit anderen Erscheinungen heranziehen, das Verständnis für die erdmagnetischen Schwankungen erleichtern. Eine ausführliche Darstellung aller experimentellen, statistischen und theoretischen Fragen von S. Chapman und dem Verfasser ist im Druck [8], und eine deutsche Bearbeitung ist vorgesehen.

#### Literatur

- [1] J. Bartels: Terr. Magn. **36**, 187—198 (1931).
- [2] S. Chapman: Ebenda **40**, 349—370 (1935).
- [3] M. Rössiger: Zeitschr. f. Geophys. **14**, 78—87 (1938).
- [4] Adolf Schmidt: Ebenda **1**, 1—13 (1924/25).
- [5] J. Bartels u. G. Fanslau: Naturwiss. **26**, 296—298 (1938).
- [6] J. Bartels: Terr. Magn. **37**, 1—52 (1932); **39**, 1—4, 201—202 (1934); **40**, 1—60, 265—266 (1935); **41**, 374 (1936); **43**, 131—134 (1938).
- [7] A. G. McNish: Terr. Magn. **43**, 67—75 (1938).
- [8] S. Chapman u. J. Bartels: Geomagnetism, 2 Bände. Oxford University Press (im Druck).

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

---

### Aussprache zum Vortrag Bartels

Herr Scultetus bemerkt, daß die Schwäche der 27 täglichen Wiederkehrtenzend zu Beginn des Sonnenfleckenzyklus auch damit zusammenhängen könnte, daß die Herde auf der Sonne selbst dann kurzlebiger sind.

Bartels erwidert, daß das durchaus möglich sei, daß aber allem Anschein nach auch die verminderte Treffwahrscheinlichkeit, infolge der höheren heliographischen Breite der Herde, die Wiederkehrtenzend auf der Erde schwäche.

---



## Zum Nordlicht vom 25. Januar 1938

Von F. W. Paul Götz, Arosa. — (Mit 1 Abbildung)

Die für südliche Breiten typischen roten Nordlichter sind monochromatisches Licht der Sauerstofflinien 6300—6363 Å.

Von dem großen Nordlicht des 25. Januar 1938 werden Aufnahmen und Spektrogramme aus Arosa\*) projiziert. Leider waren für Höhenbestimmungen nach Störmerscher Anregung, zu denen uns die deutsche und schweizerische Oberpostdirektion nach norwegischem Vorbild freie Dauerverbindung gewährt

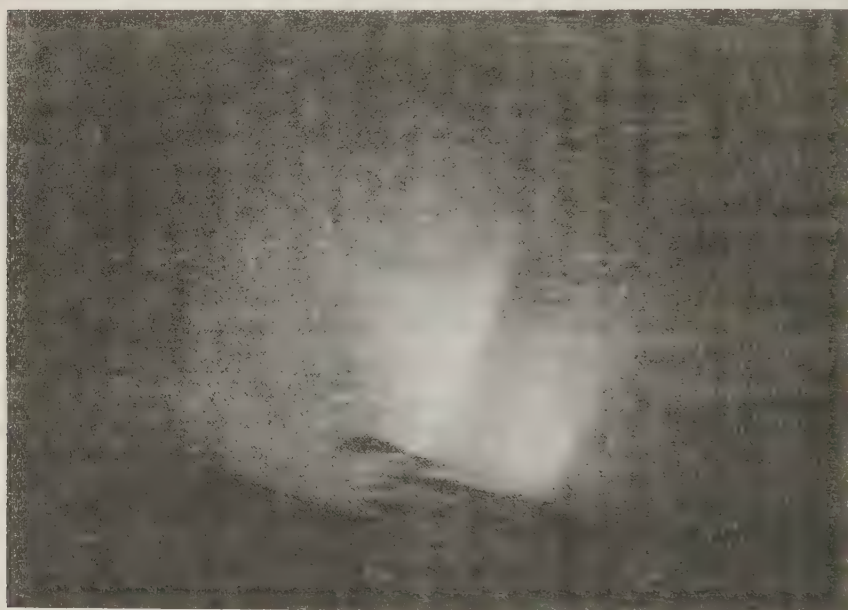


Fig. 1. Arosa. 25. Jan., 21<sup>h</sup>43 MEZ. gegen Ursa maj. F 2.0. — Isopan ISS.  
Expos. 10 sec

haben, Vorbereitungen wie Wetter noch nicht ausreichend; unser Basisnetz Zugspitze-Oberhelfenswil-Arosa hätte als hochehrwünschte Ergänzung noch um 10° südlichere Nordlichter als die von C. Störmer\*\*) über Dänemark gemessenen fassen können. Unter Zugrundelegung, daß die für die großen südlichen Entfaltungen so besonders typischen („Wallenstein“) roten Lichter in Arosa durch-

\*) Die Sterne 18, 50 (1938).

\*\*) Die Naturwissenschaften 26, 633 (1938).

schnittlich bis zum Zenith heraufreichten, in Tunis noch auf etwa  $20^{\circ}$  Höhe Nord, käme man auf die ganz rohe Schätzung von 600 km Höhe. — Für Spektren stand ein Nachthimmelslicht-Quarzspektrograph der Firma Zeiss von der hohen Lichtstärke F/1 zur Verfügung. Ein im Norden liegender grüner homogener Bogen zeigte etwa das übliche Nordlichtspektrum; schon hier waren bei der verwendeten Plattensorte Agfa 'Spektral Rot-Ultrarapid' die Sauerstofflinien 6300 bis 6363 am stärksten; etwas schwächer 5577, die Stickstofflinie 3914 und die Stickstoffbande 6500—6550; schwach 4278 Å. Um so „brennender“ war nun aber die Frage für die seit den siebziger Jahren so selten gewordenen roten Lichter, die beispielsweise in der neuesten Zusammenfassung der „Reviews of Modern Physics“, Oktober 1937, noch ganz offen gelassen wird. Die kräftigste, noch besser durchexponierte Aufnahme als die auf der gleichen Platte befindlichen 15- bis 20stündigen Nachlichtaufnahmen konnte von dem flammenden Rot 8 Uhr 49 MEZ schon in 90 Sekunden Belichtung erhalten werden; sie zeigt 6300—6363 Å noch auf der vierten Stufe eines vorgesetzten Stufenfilters, trotzdem aber keine Spur einer anderen Linie. Während Störmer\*) für die roten Flächen auch noch schwach die im grünen Bogen gefundenen Linien erhält, und visuell auch in Arosa noch die grüne Linie in den roten Lichtern gesehen werden konnte, handelt es sich bei dieser Aufnahme also um praktisch monochromatisches Licht. Durch die Kürze der Belichtungszeit ist im Vergleich zu Störmer also offenbar eine Beimischung anderer Formen hier vermieden, auch könnte nach den ähnlichen Ergebnissen von Dufay und Gauzit\*\*) auch die südlichere Breite mitsprechen. — Zum Schluß sei auf die Wünschbarkeit einer engeren Zusammenarbeit etwa der Gebirgsobservatorien im Sinne einer dauernden Überwachung solcher und ähnlicher Erscheinungen der hohen Atmosphäre hingewiesen.

---

## Ergebnisse von Dauerregistrierungen der Ionosphäre

Von W. Dieminger und H. Plendl \*\*\*). — (Mit 16 Abbildungen)

An Hand von Registrierungen werden einige Vorgänge in der Ionosphäre und ihr Zusammenhang mit anderen Naturerscheinungen besprochen und zwar von den normalen Erscheinungen die Aufspaltung und die Frage der Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten, von den abnormalen Erscheinungen abnormale E-Schicht, Ionosphäreneinbruch und Ionosphärensturm.

In der Geophysik nimmt man seit geraumer Zeit zur Erklärung bestimmter terrestrischer Erscheinungen an, daß in der hohen Atmosphäre Schichten erhöhter elektrischer Leitfähigkeit vorhanden sind. Den exakten Nachweis dieser Schichten

---

\*) Die Naturwissenschaften 26, 633 (1938).

\*\*) C. R. 206, 619 (1938).

\*\*\*) Vorgetragen von W. Dieminger.

lieferte die Hochfrequenztechnik durch die Beobachtung, daß elektrische Wellen in diesen Höhen reflektiert werden. Ausgedehnte Versuche mit diesen reflektierten Wellen haben in relativ kurzer Zeit unsere Kenntnis von dem Aufbau der hohen Atmosphäre außerordentlich erweitert.

Auf die physikalischen Grundlagen dieser Messungen und ihre praktische Durchführung sei hier im Interesse der Kürze nicht eingegangen, um so mehr, als an anderen Stellen\*) darüber ausführlich berichtet ist. Hier sollen vielmehr einige Ausschnitte aus Registrierungen\*\*) gebracht werden, wie sie in der Ionosphärenwarte der Erprobungsstelle der Luftwaffe Rechlin seit Herbst 1935, also seit nunmehr drei Jahren, für Zwecke der Nachrichtenübermittlung auf Kurzwellen laufend durchgeführt werden. Die Registrierungen stammen von Geräten, die automatisch den zeitlichen Reflexionsverlauf bestimmter fester Wellen aufzeichnen. Die Bedienung der Geräte beschränkt sich auf das tägliche Auswechseln des Registrierpapiers. Daß diese Beobachtungen über ihren eigentlichen technischen Zweck hinaus auch geophysikalisch interessantes Material liefern, ist eine erfreuliche Beigabe.

**Ergebnisse.** a) *Normaler Verlauf.* Eine Reihe von Erscheinungen im Reflexionsverlauf wiederholt sich regelmäßig zu bestimmten Zeiten. Man faßt daher diese Erscheinungen unter der Bezeichnung „normaler Verlauf“ zusammen.

Hierzu gehört das „Durchgehen“ der Welle bei abnehmender Trägerdichte (Fig. 1). Die scheinbare Reflexionshöhe nimmt dabei erst langsam, dann schnell

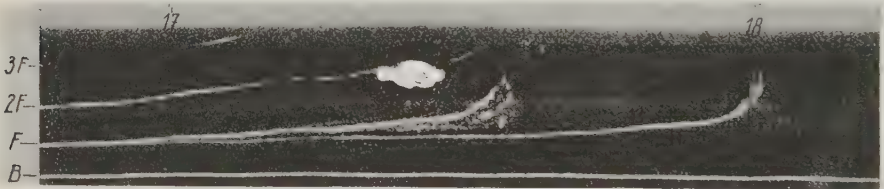


Fig. 1. „Durchgehen“ der Welle bei abnehmender Trägerdichte ( $B$  = Bodenwelle;  $F$ ,  $2F$ ,  $3F$  = einfache, zweifache, dreifache Reflexion an der  $F$ -Schicht)

zu, schließlich setzen die Reflexionen in großer Höhe vollständig aus. Gleichzeitig beobachtet man eine zweite Reflexion, die sich von der ersten abspaltet und erst später die Schicht durchdringt. Man nimmt allgemein an, daß diese Aufspaltung darauf zurückzuführen ist, daß die Ionosphäre unter dem Einfluß des magnetischen Erdfeldes wie ein doppelbrechendes Medium wirkt. Die beiden Komponenten, die dem ordentlichen und dem außerordentlichen Strahl in der

\*) Z. B. J. Zenneck: Gerlands Beitr. z. Geophys. Ergebn. d. kosmischen Physik, Bd. III, Leipzig 1938; W. Dieminger: Ergebn. d. exakt. Naturwiss., Bd. XVII, Berlin 1938 (dort auch ausführliches Literaturverzeichnis).

\*\*) Es ist beabsichtigt, die gesamten Ergebnisse demnächst in der Zeitschr. f. H.-F.-Techn. u. El.-Ak. zu veröffentlichen.

Optik entsprechen, verhalten sich wie zwei verschiedene Frequenzen, werden also an Stellen verschiedener Trägerdichte reflektiert. Ändert sich die Trägerdichte örtlich sehr rasch mit der Höhe, so werden beide Komponenten praktisch in der gleichen Höhe reflektiert, es ist keine Aufspaltung zu erkennen. Ist der Gradient dagegen gering, so rücken die Reflexionsstellen auseinander, die Aufspaltung wird deutlich sichtbar. In der Nähe der kritischen Frequenz tritt sogar der Fall ein, daß die Trägerdichte nur noch für die eine Komponente ausreicht, während die andere die Schicht bereits durchdringt. Ein merklicher Einfluß der Schwankungen des magnetischen Erdfeldes auf den Grad der Aufspaltung ist nicht zu erwarten, denn die Schwankungen betragen nur einige Promille des mittleren Feldwertes. Die Auswirkung auf die Aufspaltung fällt daher weit unter die Meßgenauigkeit.

Außer der Aufspaltung infolge eines niedrigen Gradienten der Trägerdichte kann eine Aufspaltung auch auftreten, wenn beide Komponenten wohl praktisch

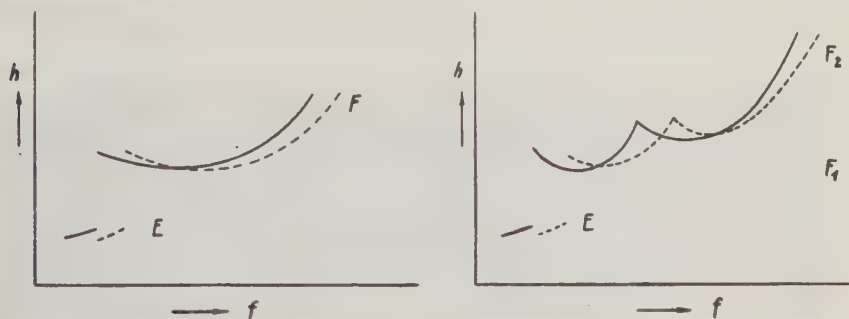


Fig. 2. Reflexionshöhen in Abhängigkeit von der Frequenz a) bei Nacht, b) bei Tag

in der gleichen Höhe reflektiert werden, aber merklich verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten besitzen. Das ist z. B. der Fall, wenn beide Komponenten an der  $F$ -Schicht reflektiert werden, die Trägerdichte der  $E$ -Schicht aber schon so hoch ist, daß sie fast zur Reflexion ausreicht. Die a. o. Komponente, die eine geringere Trägerdichte zur Reflexion benötigt als die o. Komponente, liegt dann schon so nahe an der kritischen Frequenz der  $E$ -Schicht, daß sie beim Durchgang durch diese erheblich verzögert wird und deshalb aus größerer Höhe als die o. Komponente zu kommen scheint. Wird die Trägerdichte der  $E$ -Schicht dann noch etwas größer, so springt plötzlich die a. o. Komponente von der  $F$ -Schicht auf die  $E$ -Schicht. Daß diese Erklärung richtig ist, erkennt man deutlich, wenn man den Verlauf der beiden Komponenten über den ganzen Frequenzbereich verfolgt (Fig. 2a). Die a. o. Komponente, die für hohe Frequenzen tiefer liegt als die o. Komponente, vereinigt sich mit dieser, überkreuzt sie, steigt an und springt plötzlich auf die  $E$ -Schicht. Den gleichen Anstieg zeigt auch die o. Komponente vor ihrem Übergang auf die  $E$ -Schicht. Diese Verhältnisse gelten, wenn nur eine  $E$ - und eine einheitliche  $F$ -Schicht vorhanden ist, also vor allem



nachts. Bei Tage, wenn sich die  $F$ -Schicht in eine  $F_1$ - und eine  $F_2$ -Schicht aufgespalten hat (Fig. 2b), sind die Verhältnisse komplizierter. Man erhält dann insgesamt drei Überkreuzungen. Der gleiche Verlauf ergibt sich, wenn man mit fester Frequenz während einer Zeit registriert, in der sich die Trägerdichte ändert. Eine derartige Registrierung, auf der die Aufspaltung vor dem Sprung von der

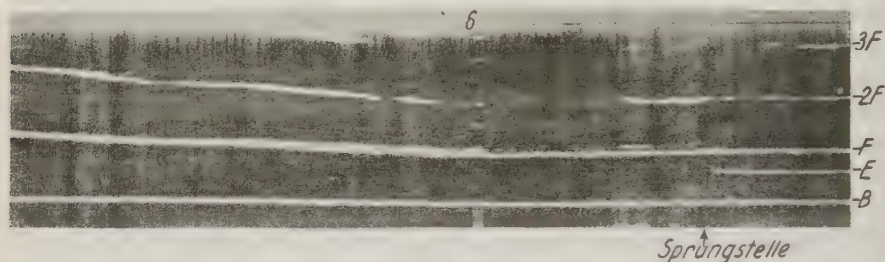


Fig. 3. Aufspaltung durch Verzögerung der a. o. Komponente in der  $E$ -Schicht

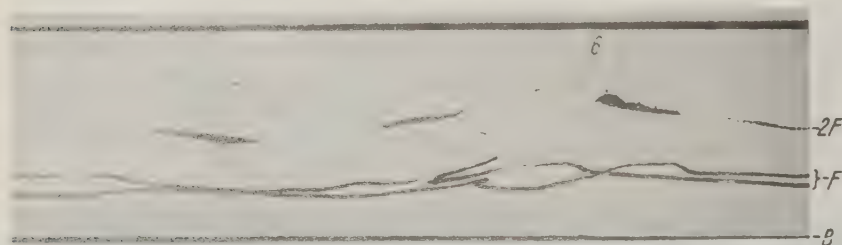


Fig. 4. Überkreuzungen beim Übergang von  $F_2$  auf  $F_1$

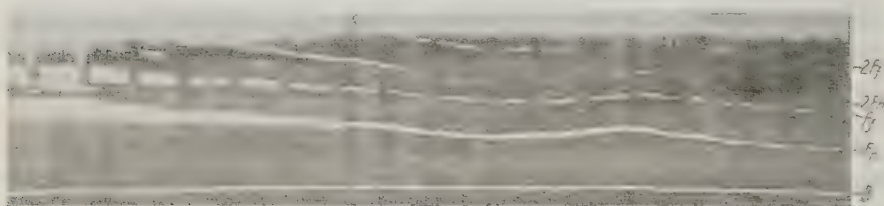


Fig. 5. Gleichzeitige Registrierungen eines nahen ( $n$ ) und eines fernen ( $f$ ) Senders

$F$ -Schicht zur  $E$ -Schicht gut zu erkennen ist, zeigt Fig. 3. In Fig. 4 sind zwei Überkreuzungen sichtbar, wie sie beim Übergang von  $F_2$  auf  $F_1$  auftreten. Es handelt sich dabei also um einen ganz normalen Vorgang, der mit der üblichen Theorie durchaus in Einklang zu bringen ist.

Eine Frage von großer Wichtigkeit ist, ob die normalen Erscheinungen in der Ionosphäre rein örtlicher Natur sind, oder ob sie sich über größere Gebiete gleichmäßig erstrecken. Zu diesem Zweck wurden gleichzeitig zwei Sender regi-

striert, die auf der gleichen Welle arbeiten, von denen aber der eine 5 km, der andere 100 km vom Empfänger entfernt ist. Der Reflexionspunkt des nahen Senders liegt also praktisch senkrecht über dem Beobachtungspunkt, der des fernen Senders etwa 50 km entfernt. Eine derartige Registrierung zeigt Fig. 5.  $B$  bedeutet die Bodenwelle des nahen Senders; die Echos dieses Senders sind mit dem Index  $n$  bezeichnet, die des fernen Senders mit  $f$ . Die Bodenwelle des fernen Senders ist bereits abgeklungen. Die Registrierung zeigt einen erstaunlich gleichmäßigen Verlauf in der Höhe und der Erscheinungsform der Reflexionen. Man kann nach diesen Versuchen die Ionosphäre in normalen Fällen über eine Strecke von 50 km als homogen ansehen. Die Ausdehnung dieser Versuche auf größere Strecken ist im Gange.

b) *Abnormale Erscheinungen.* Die Abweichungen, die dem normalen Verlauf überlagert sind, faßt man unter dem Begriff „abnormale Erscheinungen“ zusammen.

Hierzu gehört die abnormale  $E$ -Schicht. Sie besteht darin, daß für einige Zeit ein wesentlich größerer Frequenzbereich an der  $E$ -Schicht reflektiert wird,

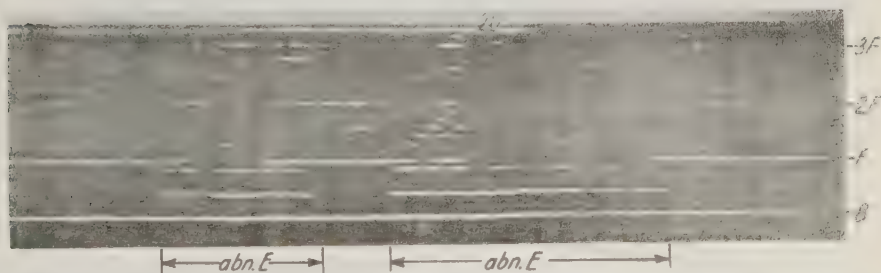


Fig. 6. Abnormale  $E$ -Schicht

als der Tages- und Jahreszeit entspricht. Bei Registrierungen mit fester Frequenz äußert sich das darin, daß plötzlich eine starke  $E$ -Reflexion auftritt und nach einiger Zeit wieder verschwindet (Fig. 6). Augenscheinlich tritt während dieser Zeit eine erhebliche Zunahme der Trägerdichte in der  $E$ -Schicht über den Normalwert hinaus ein. Statistiken haben bis jetzt ergeben, daß die abnormale  $E$ -Schicht zu jeder Tages- und Jahreszeit auftreten kann. Irgendeine Regelmäßigkeit wurde nicht gefunden. In höheren Breiten scheint sie allerdings häufiger zu sein als in der Nähe des Äquators. Als Ursache scheidet die normale Ionisierungsursache der  $E$ -Schicht, nämlich das ultraviolette Sonnenlicht, von vornherein aus, weil die abnormale  $E$ -Schicht auch während der Nacht auftreten kann. Als Grund kommt demnach entweder ablenkbare, also korpuskulare Sonnenstrahlung oder eine kosmische Strahlung in Frage. Irgendein Zusammenhang mit anderen Naturerscheinungen konnte nicht festgestellt werden. In welcher Richtung die Ursache gesucht werden muß, dafür geben einige Beobachtungen über die Struktur der abnormalen  $E$ -Schicht Fingerzeige. 1. Die abnormale  $E$ -Schicht hat augen-

scheinlich eine wolkenartige Struktur. Man schließt das aus folgendem: In den meisten Fällen beobachtet man beim Ein- und Aussetzen der abnormalen *E*-Schicht Reflexionen, die in ihrer Höhe der Höhe der *F*-Schicht plus dem Abstand der *F*- von der *E*-Schicht entsprechen (Fig. 7). Man erklärt sie am einfachsten durch Reflexion eines Teils der von der *F*-Schicht zurückkehrenden Strahlen auf der Oberseite der *E*-Schicht und nennt sie der Form ihres Weges entsprechend *M*-Reflexionen. Das setzt aber eine wolkige Beschaffenheit der *E*-Schicht voraus.

2. Die abnormale *E*-Schicht tritt an verschiedenen Orten nicht gleichzeitig auf. Bei Versuchen über größere Entfernungen (mehrere 100 km) konnte ein Zusammenhang überhaupt nicht festgestellt werden. Bei unseren Versuchen mit zwei Sendern, die 100 km voneinander entfernt sind, ergab sich als neue Erkenntnis eine deutliche Verschiebung im zeitlichen Auftreten der abnormalen *E*-Schicht (Fig. 8). Über Einzelheiten wird nach Abschluß der Versuche berichtet werden. Man wird davon einen deutlichen Hinweis erwarten dürfen, auf welchem Gebiet die Ursache der abnormalen *E*-Schicht zu suchen ist.

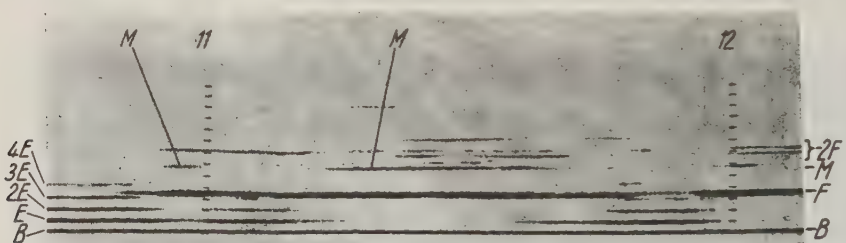


Fig. 7. *M*-Reflexionen

Eine andere abnormale Erscheinung ist der Ionosphäreneinbruch. Er besteht in einem ziemlich plötzlichen Aussetzen und in einem allmählichen Wiedereinsetzen der Echos. Gleichzeitig mit dem Aussetzen der Echos fällt der gesamte Funkverkehr auf Kurzwellen auf der belichteten Erdhalbkugel aus. Hervorgerufen wird der Einbruch wahrscheinlich durch eine Zunahme der Trägerdichte in der *E*-Schicht und dem darunterliegenden Gebiet. Unterhalb der *E*-Schicht ist aber die Luftdichte schon so groß, daß eine Zunahme der Trägerdichte keine Reflexion, sondern eine Absorption der elektrischen Wellen bewirkt. Gut erläutert wird diese Auffassung durch Fig. 9. Man hat den Eindruck, daß zunächst die *F*-Schicht von der *E*-Schicht und dann diese von einer noch tieferliegenden, nicht reflektierenden Schicht abgedeckt wird. Weil man den Einbruch nur am Tage beobachtet, und zwar auf der ganzen belichteten Halbkugel gleichzeitig, ist anzunehmen, daß er von einer solaren Wellenstrahlung hervorgerufen wird. Man beobachtet denn auch gleichzeitig mit dem Einbruch einen  $H_{\alpha}$ -Ausbruch in der Chromosphäre der Sonne. Von ihm geht anscheinend eine kurzwellige Strahlung aus, welche die obere Ionosphäre ohne Effekt durchdringt, aber in der unteren Ionosphäre eine Zunahme der Trägerdichte hervorruft. Für diese Auffassung

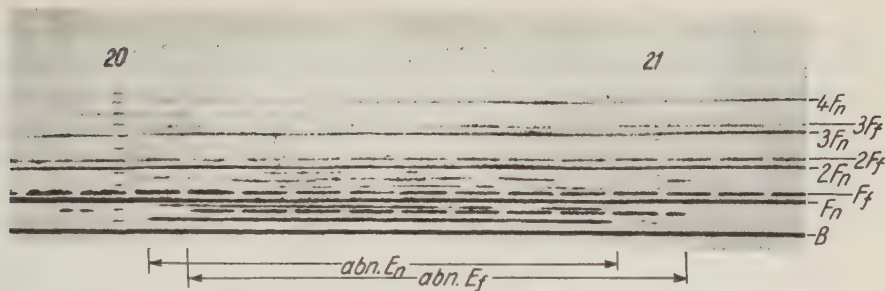


Fig. 8. Verschiebung der abnormalen E-Schicht für verschiedene Orte

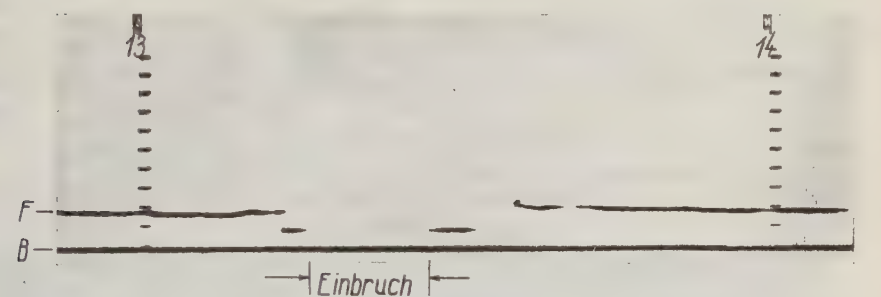


Fig. 9. „Ionosphären einbruch“

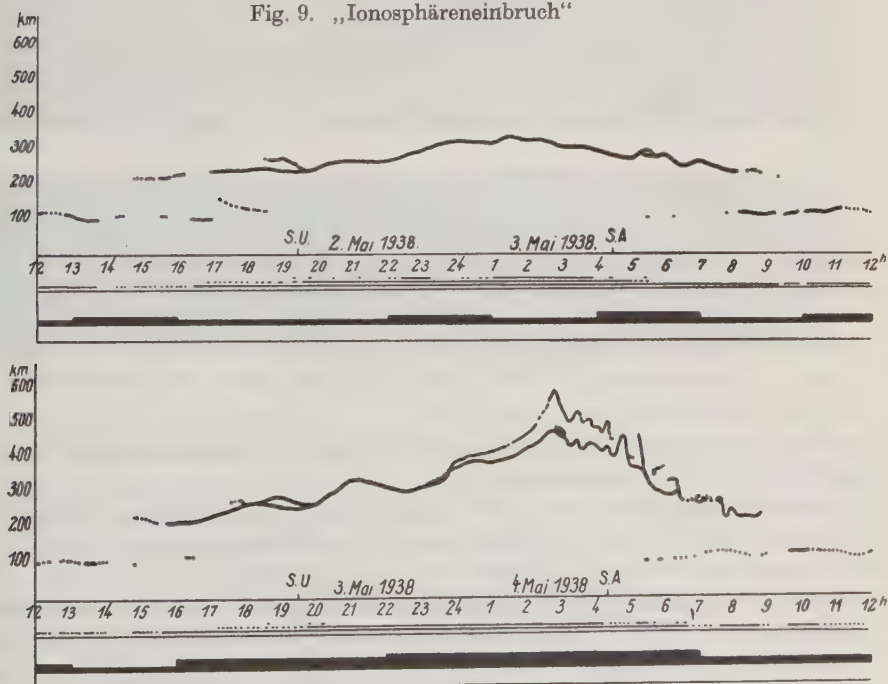


Fig. 10.

Reflexionsverlauf an zwei aufeinanderfolgenden Tagen. 1. Tag ruhig, 2. Tag gestört



spricht auch, daß der Einbruch am stärksten in der Nähe des Subsolarpunktes ist. Begleitet wird der Einbruch in vielen Fällen von einer erdmagnetischen Störung von kurzer Dauer und mäßiger Amplitude. Auch diese Störung ist am stärksten in der Nähe des Subsolarpunktes. Wir sind in unseren Breiten meist schon zu weit davon entfernt, als daß noch ein merklicher magnetischer Effekt zu erwarten wäre. Noch zu klären ist, warum nicht bei jedem Einbruch ein  $H_{\alpha}$ -Aus-

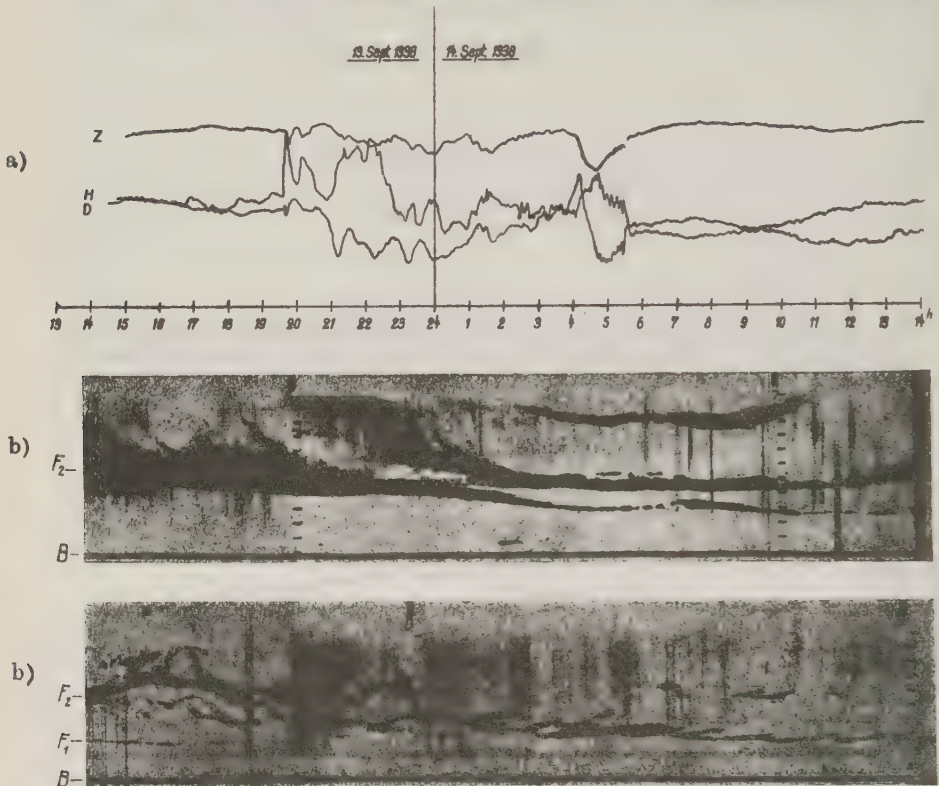


Fig. 11. Verlauf a) der Magnetik, b) der Reflexionen gegen Ende eines Sturmes

bruch beobachtet wird, und ob nicht in der Stratosphäre gleichzeitig ein Effekt irgendwelcher Art zu beobachten ist.

Eine dritte Gruppe von abnormalen Erscheinungen bilden die Ionosphärenstürme. Man nennt sie so in Anlehnung an die Bezeichnung: magnetische Stürme, um so mehr, als sie meist gleichzeitig mit diesen auftreten. Was man darunter versteht, zeigen am besten einige Beispiele. In Fig. 10 sind die Reflexionserscheinungen der 80-m-Welle an zwei aufeinanderfolgenden Tagen wiedergegeben. Unterhalb des Höhenverlaufs der Reflexionen sind die neuen Potsdamer Charakterzahlen für dreistündige Intervalle aufgetragen, und zwar entspricht die Dicke des

schwarzen Striches den Charakterzahlen 0 bis 9. Der erste Tag ist sowohl ionosphärisch als magnetisch als ruhig zu bezeichnen. Die Charakterzahl geht nirgends über 3 hinaus. Am zweiten Tage steigt sie bis zu dem Werte 5 an; gleichzeitig liegt in der Ionosphäre die Schicht merklich höher. Außerdem weist die Aufspaltung darauf hin, daß die Welle näher an der kritischen Frequenz liegt, daß also die Trägerdichte in der  $F$ -Schicht geringer als normal ist. Das sind die beiden Effekte, die für diese Art von Störung charakteristisch sind: Zunahme der Schicht-

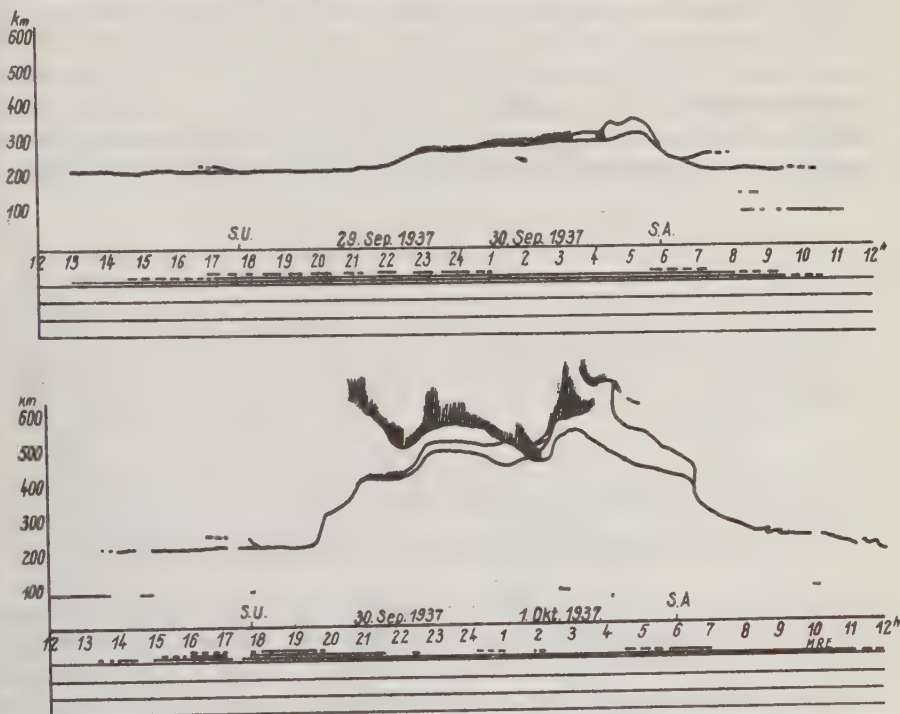


Fig. 12. Reflexionsverlauf an zwei aufeinanderfolgenden Tagen.  
1. Tag ruhig, 2. Tag Nordlicht

höhe und Abnahme der Trägerdichte der  $F$ -Schicht. Typisch ist auch der niedrige Wert der Trägerdichte und die geringe Reflexionsfähigkeit der  $F'_2$ -Schicht am Tage nach einem magnetischen Sturm. Daß überhaupt der Ionosphärensturm merklich über die magnetische Unruhe hinaus andauert, zeigen Fig. 11 a und 11 b. Während der magnetische Sturm um 6 Uhr praktisch abgeklungen ist, ist die Ionosphäre noch um 8 Uhr stark gestört.

Eine Erscheinung, die vor allem bei stärkeren magnetischen Stürmen auftritt, ist das Auftauchen stark streuender Reflexionen oberhalb der  $F$ -Schicht, wie es z. B. in der Nacht vom 30. 9./1. 10. 37 der Fall war (Fig. 12). Die Reflexionen setzen in großer Höhe ein, sinken allmählich herab und scheinen gegen 1 Uhr

die *F*-Schicht zu durchdringen. Gleichzeitig liegt die *F*-Schicht, wie immer bei magnetischen Störungen, höher als normal. Besonders auffällig wird die Abweichung vom Normalverlauf beim Vergleich mit der vorhergehenden ungestörten Nacht. Die Aufzeichnungen des magnetischen Erdfeldes während des gestörten Zeitraumes (Fig. 13) zeigen gegen 15 Uhr einen deutlichen Stoß in allen Komponenten, dem eine Periode starker magnetischer Unruhe folgt. Außerdem wurde noch eine andere auffallende Naturerscheinung beobachtet. Etwa gleichzeitig mit dem Auftreten der diffusen Reflexionen wurde ein Nordlicht sichtbar, das nicht besonders stark war, aber immerhin in Norddeutschland gut beobachtet werden konnte. Diese Koinzidenz zwischen Nordlicht, magnetischem Sturm und Ionosphärenstörung war in einer ganzen Reihe von Fällen vorhanden, wobei besonders charakteristisch folgender zeitlicher Ablauf ist: als erstes tritt ein Stoß in der Magnetik auf, mehrere Stunden später erscheint etwa gleichzeitig

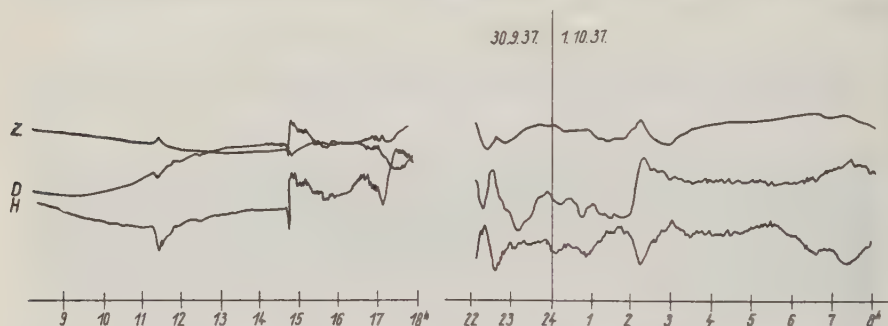


Fig. 13. Magnetische Registrierung eines Tages mit Nordlicht

mit dem Nordlicht die diffuse Schicht. Es handelt sich dabei stets um Nordlichter, die im Beobachtungsort nicht bis zum Zenit reichten, sondern nur einen beschränkten Winkelbereich des nördlichen Himmels einnahmen. Diese Tatsache, sowie der Umstand, daß die Erklärung der „Nordlicht-Schicht“ durch Reflexionen senkrecht über dem Beobachtungspunkt gewisse theoretische Schwierigkeiten bietet, ließen vermuten, daß vielleicht die Schicht durch schräge Reflexion an einer Art Raumladung vorgetäuscht wurde, die den eigentlichen Herd des Nordlichtes umgibt und wie dieses nördlich vom Beobachtungspunkt liegt. Gestützt wurde diese Annahme durch gleichzeitige Beobachtungen mit zwei Sendern. Dabei war die Höhe der normalen *F*-Schicht für beide Sender gleich groß. Für die Nordlichtschicht dagegen ergab der südliche Sender eine merklich größere Höhe als der nördliche. Die einfachste Erklärung dafür ist die Annahme einer schräg liegenden Reflexionsschicht. Die andere Möglichkeit, daß die Nordlichtschicht zwischen beiden Sendern einen Sprung von etwa 100 km Höhe hat, erscheint weniger wahrscheinlich.

Wesentlich anders ist der Reflexionsverlauf, wenn das Nordlicht so stark ist, daß die Leuchterscheinungen auch in unseren Breiten bis zum Zenit reichen.

Dieser Fall trat in der ersten Hälfte des Jahres 1938 zweimal ein, und zwar in der Nacht vom 25./26. 1. und in der Nacht vom 11./12. 5. Den Verlauf der Re-

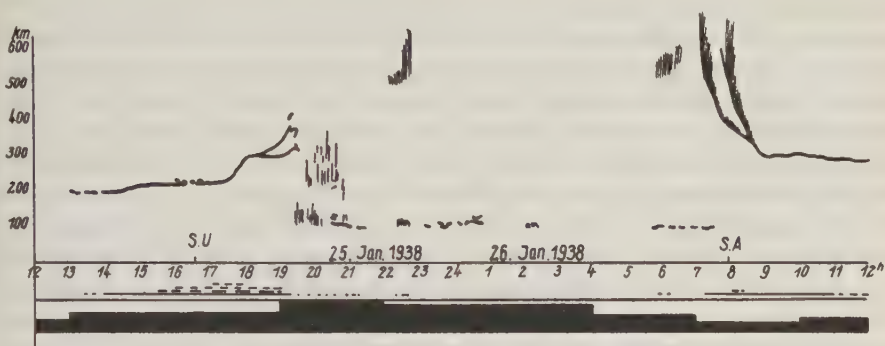


Fig. 14. Reflexionsverlauf bei starkem Nordlicht

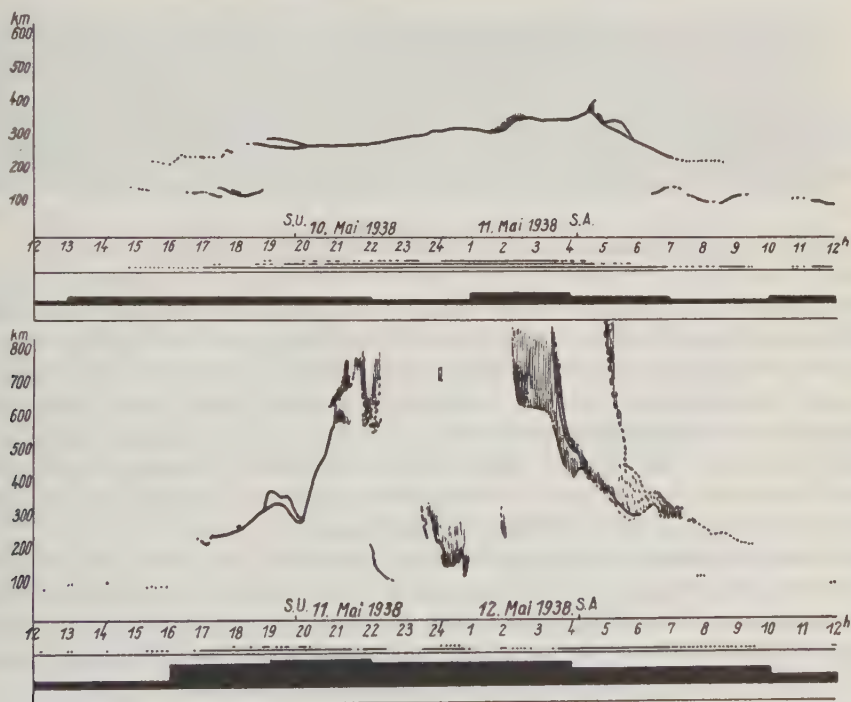


Fig. 15. Reflexionsverlauf an zwei aufeinanderfolgenden Tagen.  
1. Tag ruhig, 2. Tag starkes Nordlicht

flexionen am 25./26. 1. 38 zeigt Fig. 14. An Stelle einer zusammenhängenden Nordlichtschicht treten ganz verwaschene Echos aus dem Gebiete der E- und der F-Schicht auf. Die magnetische Charakterzahl erreicht zeitweise den Wert 9.



Die Aufzeichnungen des Erdmagnetfeldes zeigen wieder den charakteristischen Stoß mehrere Stunden vor dem Ausbruch des Ionosphärensturmes. Ihm folgt zunächst eine Periode mäßiger Unruhe, die sich mit dem Einsetzen des Nordlichtes zu einem gewaltigen Sturm steigert. Ganz ähnlich ist der Verlauf am 11./12. 5. 98 (Fig. 15). Wie stark die Störungen waren, erkennt man besonders deutlich aus einem Vergleich mit dem vorhergehenden ungestörten Tag. An dem gestörten Tage ist die  $F$ -Schicht zeitweise restlos zerstört, an ihre Stelle treten diffuse Echos. Entsprechend ist der Unterschied in der dreistündigen magnetischen Charakterzahl. Am 10./11. 5. 98 übersteigt die Zahl nirgends den Wert 3, während am 11./12. 5. 98 der Wert 9 erreicht wird. Auch hier beginnt die magnetische Störung erheblich vor der ionosphärischen, der Stoß liegt 4 Stunden vor dem Einsetzen des Ionosphärensturmes.

Eine gewisse Enttäuschung bringen demgegenüber die Registrierungen der 80-m-Welle am Morgen des 16. 4. 98, an dem ein magnetischer Sturm von seltenen Ausmaßen ausbrach (Fig. 16). Man bemerkt wohl genau von dem Zeitpunkt

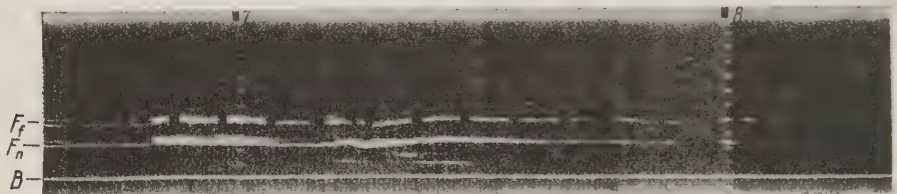


Fig. 16. Echoerscheinungen während des großen Sturmes am 16. IV. 1938  
( $F_n$  = Reflexion des nahen Senders,  $F_f$  = Reflexion des fernen Senders)

des Sturmeinsatzes ab eine Verbreiterung in der  $F$ -Schicht und sporadische Reflexionen in der  $E$ -Schicht, aber der erwartete Effekt einer restlosen Zerstörung der Schicht blieb aus. Doch ist folgendes zu bedenken: 1. der magnetische Sturm beginnt im Gegensatz zu den anderen frühmorgens, kann also nicht ohne weiteres mit ihnen verglichen werden. 2. Die 80-m-Welle wird um diese Zeit in einem Bereich reflektiert, der auf magnetische Störungen anscheinend nicht sehr stark anspricht. Immerhin ist der beobachtete Effekt sehr deutlich und bedeutet eine erhebliche Abweichung vom Normalverlauf.

Zusammenfassend kann über die Ionosphärenstürme folgendes gesagt werden: Bei geringen Störungen ist die Höhe der  $F$ -Schicht größer und die Trägerdichte geringer als im Normalfall. Bei größeren Störungen, die meist von Nordlicht begleitet sind, erscheint außerdem die stark streuende „Nordlichtschicht“ oberhalb der  $F$ -Schicht. Bei sehr starken Störungen, bei denen das Nordlicht in unseren Breiten bis zum Zenit reicht, wird die normale  $F$ -Schicht zerstört. Statt dessen beobachtet man zeitweise verwaschene Reflexionen aus der Höhe der  $E$ - und der  $F$ -Schicht. Diese Aussagen beziehen sich auf die nächtlichen Ionosphärenstürme, bei denen der Zusammenhang mit den nachmittags ausbrechenden magnetischen Stürmen sehr deutlich ist. Anscheinend darf daraus aber nicht ein Parallelismus beider Erscheinungen in allen Fällen gefolgert werden.

Die besprochenen Beispiele zeigen, daß Dauerbeobachtungen mit fester Frequenz für die Erforschung einer ganzen Reihe von Erscheinungen in der Ionosphäre durchaus geeignet sind. Es mag in letzter Zeit die Ansicht entstanden sein, daß nur Beobachtungen mit veränderlicher Frequenz exakte Ergebnisse zu liefern vermögen. Demgegenüber ist zu betonen, daß der genaue zeitliche Ablauf sogar besser durch Registrierungen mit fester Frequenz wiedergegeben wird. Das erstrebenswerte Ziel ist die Anwendung beider Verfahren gleichzeitig. Dabei zieht sich die Dauerbeobachtung fester Frequenzen wie ein roter Faden durch die Gesamtheit der Registrierungen und erleichtert ganz wesentlich die richtige Deutung der Aufnahmen mit veränderlicher Frequenz. Über die Ergebnisse von Versuchen mit derartigen kombinierten Anlagen wird zu gegebener Zeit berichtet werden.

## Über den Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Å

Von K. O. Klepenheuer, Göttingen. — (Mit 1 Abbildung)

Diesjährige Messungen auf dem Jungfrauoch (3600 m ü. d. M.) mit Lichtzählrohren haben den Nachweis der Sonnenstrahlung in der Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke bei 2150 Å erbracht. Die Intensität dieser Strahlung schwankt außerordentlich und zeigt keine deutliche Abhängigkeit von der Zenitdistanz der Sonne.

Die Kenntnis der extraterrestrischen Beschaffenheit der ultravioletten Sonnenstrahlung ist für das Verständnis der Vorgänge in den höchsten Schichten der Erdatmosphäre von großer Bedeutung. So sind die Ionosphäre, das Himmelslicht und gewisse erdmagnetischen Feldschwankungen eine unmittelbare Folge einer sehr kurzwelligen und intensiven Ultraviolett-Einstrahlung.

Die direkte Erforschung des ultravioletten Teiles des Sonnenspektrums wird durch die Absorption der Erdatmosphäre außerordentlich erschwert, wenn nicht unmöglich gemacht, so daß wir bis heute fast ganz auf sehr indirekte Schlüsse angewiesen sind.

Die Absorption des atmosphärischen Ozons schneidet das Sonnenspektrum etwa bei 2900 Å ab. Die kürzeste photographisch nachgewiesene Wellenlänge ist 2863 Å [1] und lichtelektrisch etwa 2845 Å [2]. Die Ozonabsorption erreicht bei 2550 Å ein Maximum, wo die Sonnenstrahlung wohl auf weniger als 10<sup>-30</sup> ihrer extraterrestrischen Intensität geschwächt wird [3], und sinkt dann langsam gegen 2000 Å wieder ab. Unterhalb 2000 Å dürfte das Ozon durchsichtig sein.

Bei etwa 2100 Å setzt dann eine kräftige Bandenabsorption des Sauerstoffs ein, die bei 1750 Å in eine kontinuierliche, bis 1250 Å reichende Absorption übergeht [4].

Der Stickstoff ist oberhalb 1700 Å praktisch durchsichtig und zeigt zwischen 1700 und 1250 Å eine intensive Bandenabsorption. In der Gegend von 1200 Å jedoch ist er ähnlich wie Sauerstoff verhältnismäßig durchsichtig.

Der Absorption dieser drei Gase überlagert sich die schwächende Wirkung der Rayleigh-Streuung ( $\sim \lambda^{-4}$ ) und die Absorption des Wasserdampfs unterhalb 1800 Å. Aus diesen Daten, deren numerische Genauigkeit zur Zeit leider noch sehr gering ist, lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Sonnenstrahlung sollte in der Gegend von 2150 Å in der „Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke“ schon in geringen Höhen (unter 5000 m ü. d. M.) noch einmal, wenn auch mit sehr geringer Intensität, auftauchen [5].
2. Die Erdatmosphäre wird bei 1200 Å immerhin so durchsichtig sein, daß es mit einer lichtempfindlichen Anordnung möglich sein sollte, schon in 30 km Höhe die voraussichtlich außerordentlich intensive Resonanzlinie des Wasserstoffs (Lyman  $L_{\alpha}$  1216 Å) im Sonnenspektrum nachzuweisen.

Es braucht hier wohl nicht erwähnt zu werden, daß eine *direkte* Messung der Sonnenstrahlung in diesem kurzwelligen Gebiet von ganz überragender Bedeutung für das Verständnis der Vorgänge in der Sonnenatmosphäre und in der Ionosphäre sein würde.

Die Messungen, über die hier berichtet werden soll, wurden in der Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke gemacht. Es soll hier nicht auf die zahlreichen früheren ergebnislosen Versuche eingegangen werden, diese Strahlung photographisch nachzuweisen. Das experimentelle Problem beruht im wesentlichen auf der Trennung des sehr intensiven langwelligen Streulichtes ( $\lambda > 2900$  Å) von einer sehr schwachen Strahlung bei 2150 Å. Eine rein optische Trennung dieser beiden Komponenten z. B. durch mehrfache spektrale Zerlegung ist bei Beibehaltung einer guten Lichtstärke kaum möglich, da sich dann bei 2150 Å die Absorptionsverluste in dem langen Quarzweg, sowie die unvermeidlichen Reflexionsverluste unliebsam bemerkbar machen.

Sehr viel günstiger werden die Verhältnisse, wenn es gelingt, das lichtempfindliche Organ unempfindlich gegen den Wellenlängenbereich des störenden Streulichtes zu machen. Diese Eigenschaft besitzen bis zu einem gewissen Grade die lichtelektrischen Kathoden, deren langwellige Grenze (oberhalb deren die lichtelektrische Ausbeute sehr gering ist) sich durch Wahl des Kathodenmaterials weitgehend beeinflussen läßt. Zweckmäßigerweise gibt man diesen Kathoden die Form von Lichtzählrohren. Bei diesen ist es im Gegensatz zu Photozellen möglich, die *einzelnen* Photoelektronen mit einfachen Mitteln zu zählen und so die lichtelektrische Wirkung während einer beliebigen langen Zeit zu akkumulieren.

Mit einer solchen Anordnung — einfacher Quarzmonochromator und Platin-Lichtzählrohr — gelang es Meyer, Schein und Stoll [7] 1934 auf dem Jungfraujoch (3470 m ü. d. M.) die Existenz einer Strahlung bei 2150 Å wahrscheinlich zu machen. Jedoch sind die angewendeten Methoden zur Unterscheidung der sehr starken Wirkung des Streulichtes von derjenigen einer Strahlung bei 2150 Å kaum als beweiskräftig anzusehen. Überdies widerspricht die Konstanz



der dort beobachteten Effekte allen Erwartungen und Anschauungen über die Veränderungen der ultravioletten Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre, wie ich zum Schluß noch zeigen werde.

Ich wiederholte diese Versuche dann im vorigen Jahre wieder auf dem Jungfraujoch mit Lichtzählrohr (Eisen- und Aluminiumkathode) und *Doppelmonochromator*, ohne jedoch die gesuchte Strahlung nachweisen zu können [8]. Vielmehr konnte ich nur zeigen, daß diese schwächer sein muß als  $5 \cdot 10^6$  Lichtquanten je ( $\text{cm}^2 \text{ sec}$ ) oder daß — wenn man die Sonne mit einem schwarzen Strahler der Temperatur  $5740^\circ$  identifiziert — die Strahlung auf weniger als  $10^{-8}$  ihrer extraterrestrischen Intensität herabgesetzt sein muß.

Die Versuche wurden in diesem Sommer auf dem Sphinxgipfel (Sphinx-Observatorium), etwa 100 m oberhalb des Jungfraujochs, fortgesetzt. Es wurde ein Lichtzählrohr mit Kupferkathode verwendet, das die bemerkenswerte Eigenschaft besaß, auf Licht oberhalb  $2850 \text{ \AA}$  nur in äußerst geringem Maße anzusprechen, so daß alle Spalten des Monochromators auf 3 mm geöffnet werden konnten, ohne daß eine Störung durch langwelliges Streulicht festzustellen war. Die Stoßzahlen überstiegen bei Einstellung des Monochromators auf Wellenlängen zwischen 2400 und  $2800 \text{ \AA}$  nie 2 min. Der bei  $2150 \text{ \AA}$  ausgeblendete Spektralbereich betrug etwa  $50 \text{ \AA}$ .

Mit dieser Anordnung konnte ähnlich wie im Vorjahre zunächst keine Andeutung der gesuchten Strahlung gefunden werden. Auch Herrn Dr. F. Müller aus Zürich, der zur selben Zeit auf dem Jungfraujoch ebenfalls mit Doppelmonochromator und Lichtzählrohr arbeitete, gelang dies nicht. Als dagegen Herr Prof. Meyer aus Zürich einen Einfach-Monochromator einsetzte, konnte er am 28. und 30. Juli Anzeichen einer Strahlung bei  $2150 \text{ \AA}$  finden, deren Realität jedoch noch durch Anwendung entsprechender Filtermethoden sichergestellt werden mußte.

Ich schaltete daher, um die Lichtempfindlichkeit meiner Anordnung zu steigern, die zweite Hälfte meines Doppelmonochromators aus und verwendete vom 31. Juli ab ebenfalls nur noch einen einfachen Monochromator, der bei  $2150 \text{ \AA}$  einen Bereich von etwa  $100 \text{ \AA}$  ausblendete. Um die nunmehr sehr starke Wirkung des langwelligen Streulichtes von derjenigen einer Strahlung bei  $2150 \text{ \AA}$  unterscheiden zu können, wurden verschiedene Filter vor den Ein- und Austrittsspalt des Monochromators geschaltet, die Licht aus der Gegend von  $2150 \text{ \AA}$  bestimmt wegnahmen, während sie Licht mit  $\lambda > 2850 \text{ \AA}$  bis auf die Reflektionsverluste ungehindert hindurchließen. Verwendet wurden ein normales Mikroskopdeckglas von 0,1 mm, eine Zaponlackfolie von  $0,1 \mu$  und ein Schott Uviolglas (U. V. 3199) von 0,3 mm Dicke.

Bei Einstellung des Monochromators auf  $2400 < \lambda < 3000 \text{ \AA}$  hatte das Verschieben irgendeines dieser Filter Stoßzahländerungen zur Folge, die stets unter 15% (Reflektionsverluste!) blieben, während bei  $2000 < \lambda < 2300 \text{ \AA}$  zeitweise Änderungen von mehr als 50% auftraten, die also nur auf die Existenz einer Strahlung in diesem Spektralbereich zurückgeführt werden können.



Die beobachteten Stoßzahldifferenzen mit und ohne Filter schwankten zwischen 10 und 100/min., die Gesamtstoßzahlen zwischen 100 und 250/min. Eine Abweichung von der Proportionalität infolge endlichen Auflösungsvermögens der Zählapparatur machte sich erst bei etwa 400 Stößen/min. bemerkbar. Die

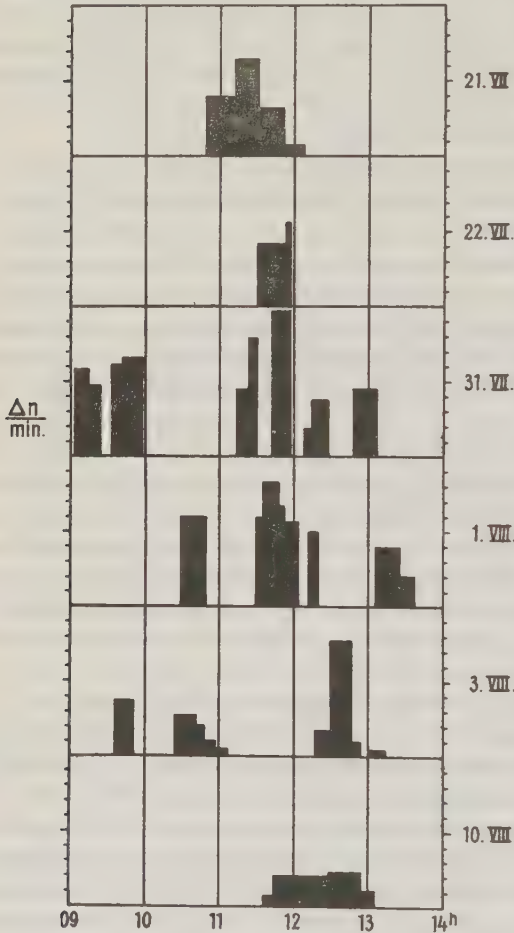


Fig. 1. Zeitlicher Verlauf der Intensität bei 2150 Å. Einheit der Ordinate 10 Stöße/min.

Belichtungszeiten wurden stets so bemessen, daß der beobachtete Effekt außerhalb des statistischen Schwankungsbereiches lag. Häufig schwankten trotz klarem Himmel die Stoßzahlen derartig, daß die zeitlich nacheinander gemachten Messungen mit und ohne Filter nicht verglichen werden konnten. Solche Messungen sind in der Fig. 1, die sonst alle Beobachtungen wiedergibt, nicht eingetragen.

Die Ordinate gibt die je min. mit und ohne Filter bei 2150 Å gemessene Stoßzahldifferenz  $\Delta n$  an. Am 21., 22., 31. Juli und am 1. August wurde mit der Zaponlackfolie, am 3. August mit dem Deckglas und am 10. August mit dem Schott-Uviolglas gemessen. Vom 19. bis 22. Juli wurde mit Doppelmonochromator, an allen anderen Tagen mit einem Einfachmonochromator gearbeitet. Die mit ersterem gemessenen Stoßzahldifferenzen, deren Deutung, als von einer Strahlung bei 2150 Å herrührend, erst nach Beendigung der Messungen mit dem einfachen Monochromator geschah, sind in der Fig. 1 mit

einem Faktor 30 multipliziert, um sie zusammen und vergleichbar mit den Werten des einfachen Monochromators darstellen zu können. Dieser Faktor dürfte auch etwa das Verhältnis der Lichtempfindlichkeiten von Einfach- und Doppelmonochromator bei 2150 Å sein, wenn man bedenkt, daß in jeder Monochromatorstufe 12 Reflexionen mit je 5% Verlust und eine Reflexion an einer Aluminium-

schicht mit 30% Verlust stattfinden und daß in jeder Stufe 10 cm Quarz durchlaufen werden. Übrigens ist der bei dem Einfachmonochromator ausgeblendete Spektralbereich doppelt so groß wie bei doppelter Zerlegung.

Infolge der Verwendung verschiedener Filter ist nur ein Teil der Ordinaten untereinander vergleichbar. Die Trommelstellung betrug bei allen Messungen 2150 Å. Zu bemerken ist noch, daß am 19. und 20. Juli sowie am 4., 15., 16., 17. und 18. August *nichts* gefunden wurde. Vom 23. bis 30. Juli und am 2. August wurde nicht beobachtet. Am 1., 3. und 10. August setzte gegen 13.30<sup>h</sup> Bewölkung ein. An allen Beobachtungstagen wurde, abgesehen von kurzzeitigen Unterbrechungen, von 9 bis 15<sup>h</sup> gemessen.

Aus der Fig. 1 erkennt man folgendes:

1. Die Intensität der Strahlung schwankt außerordentlich stark und tritt im allgemeinen nur kurzzeitig auf.
2. Die Strahlungsintensität zeigt keinesfalls eine systematische Abhängigkeit von der Zenitdistanz der Sonne oder ein Maximum bei höchstem Sonnenstande.
3. Nach 13.30<sup>h</sup> ist die Strahlung mit Sicherheit nie beobachtet worden.

Von Interesse ist vielleicht auch die Beobachtung, daß die Schwankungen der Sonnenstrahlung bei 2900 und 2150 Å zeitweise annähernd parallel zu gehen schienen, woraus zu folgern wäre, daß die Absorption der Erdatmosphäre bei 2150 Å zum größeren Teil vom Ozon und nicht vom Sauerstoff herrührt, der bei 2900 Å vollkommen durchsichtig ist. Vielleicht kann man auf diese Weise auch verstehen, daß es V. H. Regener [9] selbst in 20 km Höhe nicht gelungen ist, die Sonnenstrahlung in der Ozon-Sauerstofflücke photographisch nachzuweisen. Im Falle der Ozonabsorption würde nämlich die Intensität erst in Höhen über 20 km merklich anwachsen, während sie bei Sauerstoffabsorption schon in ganz geringen Höhen ungeheuerlich zunehmen müßte.

Eine Stütze für die Realität der Strahlung kann man in der Tatsache sehen, daß Meyer und Müller wie auch ich nahezu die gleichen Intensitätsschwankungen beobachteten.

Diese Schwankungen werden übrigens durchaus verständlich, wenn man folgendes bedenkt: Die in der Höhe  $h$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  beobachtete Intensität  $J$  möge durch Abschwächung der extraterrestrischen Intensität  $J_0$  in der über dem Beobachter befindlichen Gasmasse  $M$  zustande gekommen sein. Dann ist, wenn  $\mu$  den Massenabsorptionskoeffizienten bei der Wellenlänge  $\lambda$  bedeutet:

$$J = J_0 e^{-\mu M} \dots \dots \dots (1)$$

und

$$\frac{dJ}{J} = -\mu dM = -\mu M \frac{dM}{M} \dots \dots \dots (2)$$

Nun ist nach den vorjährigen Messungen [8] die Gesamtschwächung mindestens von der Größenordnung  $10^8$ . Es wird daher

$$\mu M = 2.3 \log \frac{J_0}{J} > 20.$$

Man erkennt so aus (2), daß in der Gegend von 2150 Å schon sehr geringe Konzentrationsschwankungen — wie sie schon aus meteorologischen Gründen stets zu erwarten sind — merkliche Intensitätsschwankungen hervorbringen.

Eine klare Entscheidung über die extraterrestrische Beschaffenheit dieser Strahlung, sowie deren Veränderung in der Erdatmosphäre, wird erst nach Ansammlung eines sehr umfangreichen Beobachtungsmaterials möglich sein.

Ich möchte schließlich noch ausdrücklich darauf hinweisen, daß bei der Erforschung des ultravioletten Sonnenspektrums eine Zusammenarbeit von Erdmagnetikern, Ionosphärenforschern und Sonnenphysikern von sehr großem Nutzen sein könnte.

#### Literatur

- [1] F. W. P. Götz: Strahlentherapie **40**, 690 (1931).
- [2] K. O. Kiepenheuer: Zeitschr. f. Astrophys. **14**, 348 (1937).
- [3] E. Vassy: Rev. d'Opt. **15**, 81 [1936].
- [4] Füchtbauer u. Holm: Phys. Zeitschr. **26**, 345 (1925); Granath: Phys. Rev. **34**, 1026 (1929); Buisson, Jauseran, Rouard: Rev. d'Opt. **12**, 70 (1933).
- [5] E. Meyer: Ann. d. Phys. **12**, 849 (1903).
- [6] M. N. Saha: Bulletin Harvard College Observ. Nr. 905, S. 1 (1937).
- [7] E. Meyer, M. Schein, B. Stoll: Helv. Physica Acta **7**, 670 (1934).
- [8] K. O. Kiepenheuer: l. c.
- [9] V. H. Regener: Naturw. **26**, 141 (1938).

---

### Diskussionsbemerkung zum Vortrag Kiepenheuer

Von P. Götz

Auf Grund der an den gleichen Tagen durchgeführten Ozonmessungen in Arosa scheint mir eine Erklärungsmöglichkeit der interessanten Schwankungen durch Ozonwolken nicht sehr wahrscheinlich. Bei der reichen Photochemie der hohen Atmosphäre wird man freilich auch an hohe Schichten anderer, vielleicht labilarer Konstituenten denken dürfen. Ich erinnere daran, daß ich vor Jahren bei der Absorption horizontaler bodennaher Schichten außer der Absorption durch Sauerstoff und Ozon eine weitere unbekannte „Restabsorption“ unterhalb  $\lambda$  2300 gefunden habe. Meines Wissens sind bei dem Erstnachweis durch Meyer, Schein und Stoll im Jahre 1934, also einer kosmisch ruhigeren Zeit, solche Schwankungen nicht beobachtet worden. Vielleicht stößt man hier auf ganz umwälzende Dinge.

---

## Höhenstrahlung und erdmagnetische Variationen

Von **Werner Kolhörster**. — (Mit 11 Abbildungen)

Mit einer Doppel-2-fach-Koinzidenzanordnung ist der Intensitätsverlauf vertikal einfallender Höhenstrahlen fortlaufend über ein Jahr in Dahlem registriert worden. Die Ergebnisse vom September 1937 bis Oktober 1938 werden in bezug auf Luftdruckeffekt und Horizontal- (Nord-Süd-) bzw. Vertikalkomponente der erdmagnetischen Variationen besprochen. Die Schwankungen im Luftdruckeffekt rühren in erster Linie von den Magneteffekten her, die auch für die Schwankungen zweiter Art verantwortlich sind. Aus dem Verlauf der Störungen in der Intensität der Höhenstrahlung läßt sich der Eintritt erdmagnetischer Störungen voraussagen.

Die Höhenstrahlung ist eine der interessantesten kosmisch-physikalischen Erscheinungen, so neuartig, daß ihre Existenz erst 10 Jahre nach ihrer Entdeckung allgemeine Anerkennung fand, so merkwürdig, daß sie als korpuskulare Strahlung gerade dann erwiesen wurde, als ihre Wellennatur völlig gesichert erschien. Wurde ihr doch deshalb sogar der Name Ultra- $\gamma$ -Strahlung gegeben, der dann sehr bald in Ultra- $\beta$ -Strahlung und schließlich in Ultrastrahlung abgeändert werden mußte.

Wenn die Höhenstrahlen aus geladenen Teilchen bestehen, so sollten sie von künstlichen und natürlichen magnetischen Feldern abgelenkt werden, sich also etwa so wie Polarlichter verhalten mit ihren örtlichen und zeitlichen Intensitätsänderungen als Folge magnetischer Einflüsse. Ein solches Verhalten diskutierte Kolhörster bereits 1919\*), als seine Messungen zwischen Berlin—Halle und Konstantinopel örtliche Intensitätsunterschiede, also einen Breiteneffekt der Höhenstrahlen hatten erkennen lassen, der für geladene Teilchen der primären Strahlung sprach.

Der experimentelle Nachweis der korpuskularen Natur der in Seehöhe auftretenden Strahlen gelang 10 Jahre später Bothe und Kolhörster unter Verwendung koinzidierender Strahlen\*\*). Daraufhin deuteten sie die inzwischen von Clay\*\*\*) auf Schiffsreisen zwischen Amsterdam und Bandoeng gefundene Intensitätsabnahme nach dem Äquator zu als Breiteneffekt, d. h. als Wirkung des erdmagnetischen Feldes und als das Experimentum crucis für die korpuskulare Natur der Höhenstrahlung im Weltenraum; denn nur über genügend große Abstände von mehreren Erddurchmessern kann das schwache erdmagnetische Feld geladene Teilchen so hoher Energie meßbar ablenken.

Der Breiteneffekt wurde von den verschiedensten Beobachtern wie Corlin, Clay, Compton, Millikan und Mitarbeitern über Meer und Festland experimentell untersucht. Eine Darstellung nach Compton zeigt Fig. 1. Danach bleibt die Strahlungsintensität auf einem magnetischen Meridian von den Polen bis zu

\*) W. Kolhörster: Naturwissensch. **7**, 412 (1919).

\*\*) W. Bothe u. W. Kolhörster: Zeitschr. f. Phys. **56**, 759 (1929).

\*\*\*) J. Clay: Amsterdam Proc. **31**, 1091 (1928).



etwa  $\pm 50^\circ$  geomagnetischer Breite ungefähr konstant, nach niederen Breiten nimmt sie dann plötzlich stärker ab und erreicht ihr Minimum in Äquatornähe.

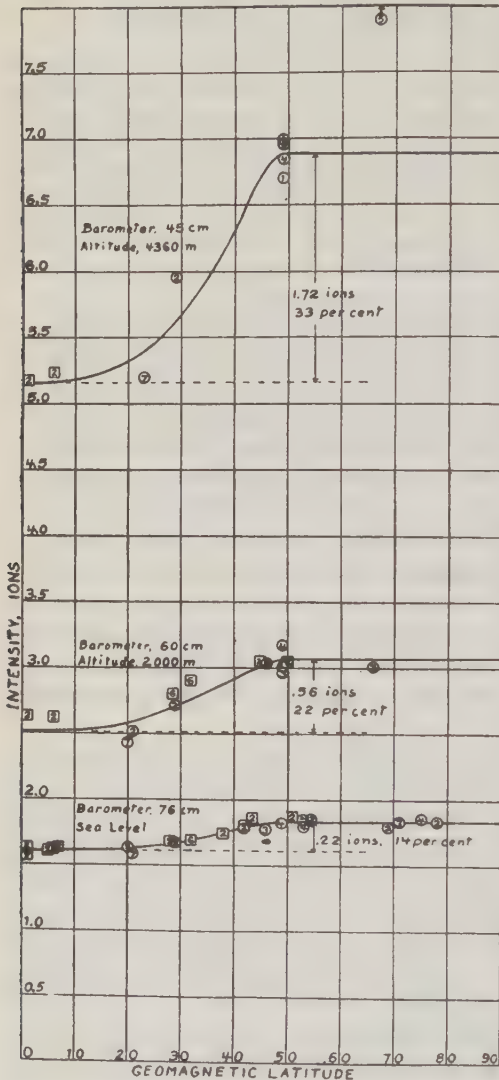


Fig. 1. Breiteneffekt nach Compton. Intensität der Höhenstrahlung als Funktion der geomagnetischen Breite in verschiedenen Höhen

In Seehöhe ist ihre Intensität am Äquator etwa 15% niedriger als an den Polen, in 4300 m beträgt die Abnahme bereits 33%, und in noch größeren Höhen rechnet man mit noch stärkerer Abnahme. Dies Verhalten erklärt man mit der Zunahme der dem Erdfeld unterliegenden weicheren Strahlen in den höheren Atmosphärenschichten.

Dementsprechend sollte mit zunehmender Höhe der Knick in der Kurve, des Breiteneffektes sich nach höheren Breiten ausweiten. Dies scheint aber nicht der Fall zu sein, da selbst in 16 km Höhe Cosyns den Knick bei nur  $50^\circ$  geomagnetischer Breite fand. Filterwirkung der Atmosphäre sowie erd- und sonnenmagnetische Einflüsse werden zur Erklärung herangezogen.

Sehen wir zunächst von der Filterwirkung der Atmosphäre ab und setzen ein kontinuierliches Energiespektrum der Höhenstrahlung voraus, so sollte die Intensität unter der Wirkung des erdmagnetischen Feldes allein von den Polen bis zum Äquator dauernd abnehmen. Gibt es aber einen endlichen Minimalwert der Strahlungsenergie, dann kann eine solche Intensitätsabnahme auch erst von einer bestimmten

Breite an auftreten. Nach Clay wird eine untere Energiegrenze durch die Filterwirkung der Atmosphäre bedingt; sie beträgt bei einem Massenäquivalent

von 76 cm Hg rund  $4 \cdot 10^9$  e-Volt, so daß Strahlen geringerer Energie nicht mehr bis zur Erdoberfläche vordringen. Da wegen der schwächeren Absorption in größeren Höhen die Energiegrenze sich erniedrigt, so müßte mit wachsender Höhe der Knick früher, also bei höheren geomagnetischen Breiten auftreten. Erdmagnetisches Feld und Filterwirkung der Atmosphäre genügen also nicht, das Verhalten des Knicks zu erklären.

Infolgedessen nimmt Jánossy an\*), daß die Höhenstrahlung bereits außerhalb der Atmosphäre eine feste untere Energiegrenze bei etwa  $4 \cdot 10^9$  e-Volt besitzt. Sie könnte durch ein äußeres Feld der Sonne gesetzt sein. Schreibt man der Sonne ein geomagnetisches Dipolmoment von  $1.7 \cdot 10^{34}$  Gauß/cm<sup>3</sup> ( $H_{\odot} \cdot r_{\odot}^3 = M_{\odot}$ ) entsprechend einer Horizontalintensität am Sonnenäquator von 50 Gauß/cm zu, so gelangen infolge des verbotenen Kegels Höhenstrahlenteilchen mit Energien unter  $3.9 \cdot 10^9$  e-Volt überhaupt nicht, mit Energien unter  $2.3 \cdot 10^{10}$  e-Volt nur aus bestimmten, mit Energien über  $2.3 \cdot 10^{10}$  e-Volt aus allen Richtungen des Weltalls zur Erdnähe. Sofern also ein äußeres Sonnenfeld wirklich vorhanden ist, läßt sich damit das konstante Einsetzen des Knicks bis zu 16 km Höhe erklären. Auch die MEZ-Tagesperiode der Höhenstrahlung würde sich so ergeben, ohne die Sonne als Strahlungsquelle voraussetzen zu müssen, ferner jahreszeitliche und unperiodische Änderungen des Energiespektrums und damit der Intensität des Höhenstrahlungsgemisches in Erdnähe.

Das erdmagnetische Feld kann durch einen magnetischen Dipol der Stärke  $8.1 \cdot 10^{25}$  Gauß/cm<sup>3</sup> im magnetischen Mittelpunkt der Erde ersetzt werden. Dieser liegt etwa 340 km vom geographischen Mittelpunkt bei  $\beta = 6.5^\circ$  N und  $\lambda = 161.5^\circ$  O, also unsymmetrisch zum Rotationszentrum. Die Durchstoßpunkte der Dipolachse mit der Erdoberfläche haben die geographischen Koordinaten  $80^\circ$  N,  $89^\circ$  W sowie  $76^\circ$  S,  $121^\circ$  O. Nach der Birkeland-Störmerschen Polarlichttheorie, die von Störmer sowie Lemaître und Vallarta auf Höhenstrahlung angewendet wurde, werden die im Weltenraum als isotrop angenommenen Höhenstrahlen durch das erdmagnetische Feld teils von der Erde weggelenkt, teils zur Erdoberfläche durchgelassen, je nach ihrer Energie und ihrer Richtung zu den erdmagnetischen Kraftlinien des Beobachtungsortes. Die an einem Beobachtungsort der Erdoberfläche auftretenden Strahlen vorgegebener Energie verlaufen in einem Kegel von komplizierter Form, welcher die Himmelsgegenden voneinander scheidet, aus denen alle und aus denen nur einige oder keine Richtungen erlaubt sind. In den erlaubten Richtungen ist die Strahlungsintensität die gleiche wie ohne Magnetfeld und dementsprechend wie im Weltenraum. Für die Berechnung der Strahlungsstärke am Beobachtungsort ist die Öffnung des erlaubten Kegels maßgebend und diese hängt vom Abstand des Ortes vom Dipolzentrum ab. Da nun dieser Abstand eine periodische Funktion der Länge des Ortes ist, erklärt sich daraus der von Clay, Millikan und Neher und anderen Beobachtern gefundene Längeneffekt. Ein Vergleich zwischen der von

\*) L. Jánossy: Zeitschr. f. Phys. 104, 430 (1937).

Compton und Mitarbeitern beobachteten und der von Vallarta berechneten Intensitätsverteilung der Höhenstrahlen über die Erdoberfläche nach Fig. 2 zeigt,

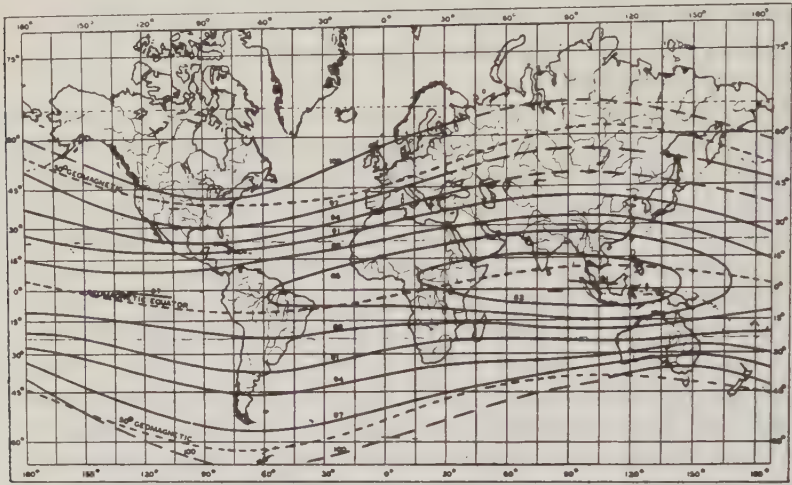


FIG. 2—MAP SHOWING LINES OF EQUAL COSMIC-RAY INTENSITY DETERMINED FROM THE RESULTS OF VARIOUS OBSERVERS (BASED ON MAP OF 1939 BY A. H. COMPTON)

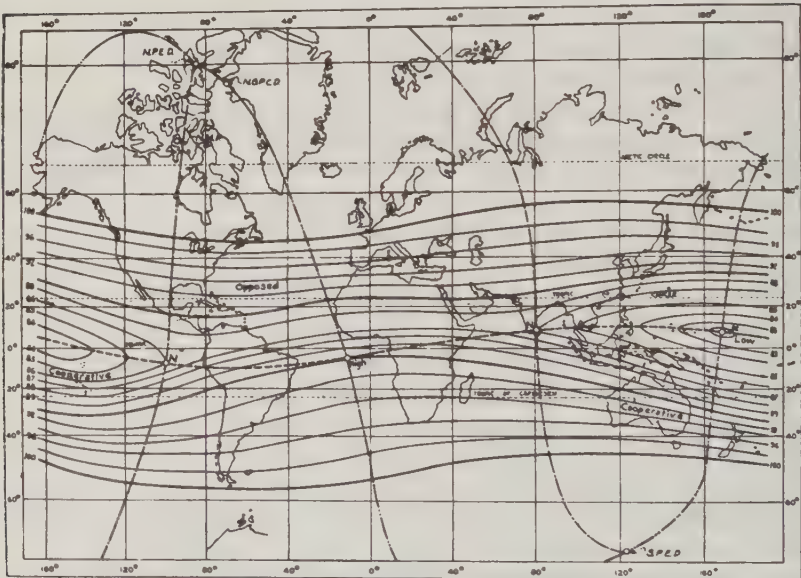


FIG. 1—MAP SHOWING LINES OF EQUAL COSMIC-RAY INTENSITY AS CALCULATED FROM THEORY OF LEMAÎTRE AND VALLARTA

Fig. 2. Karte der beobachteten und berechneten Isokosmen nach Vallarta

daß die Deutung durch Wirkung des erdmagnetischen Feldes zumindest in großen Zügen berechtigt ist: Beobachtete und berechnete Isokosmen verlaufen ziemlich



übereinstimmend. Doch ist die grobe Unstimmigkeit von 88 bzw. 68° zwischen berechneten und beobachteten Werten in der Lage der Intensitätsmaxima und -minima bei + 12° W und + 100° W bzw. + 168° O und + 100° O noch nicht behoben.

Auch an ein und demselben Beobachtungsort treten in der Zone des Breiten-effektes weitere erdmagnetische Einflüsse auf die azimutale Richtungsverteilung der Höhenstrahlung hervor. Sie lassen die Deutung der Ost-West- und Nord-Süd-Asymmetrien zumindest qualitativ zu. Insbesondere zeigt die größere Intensität aus West gegenüber der aus Ost, daß ein Teil der Strahlung aus positiv geladenen Teilchen bestehen muß. Der Ost-West-Effekt gestattet Aussagen über die Ladungsdifferenz der Strahlen, während der Nord-Süd-Effekt, der von der Summe der geladenen Teilchen abhängt, noch nicht ganz geklärt zu sein scheint. Jedenfalls zeigen beide Effekte wiederum, wie empfindlich die Höhenstrahlung auf das erdmagnetische Feld reagiert. Es ist daher zu erwarten, daß die Strahlung zeitliche magnetische Schwankungen ebenfalls mitmacht.

Das äußere erdmagnetische Feld, in welchem die primären Höhenstrahlen abgelenkt werden, wird bedingt einerseits durch das Dipolfeld der Erde, andererseits durch das elektrodynamische Feld, das vom Ringstrom herrührt. Über den Durchmesser dieses Ringstromes, den man früher mit Störmer etwa bis weit über die Mondbahn sich erstreckend annahm, vermutet man heute, daß er verhältnismäßig klein ist, nur etwa einige Erddurchmesser beträgt [Chapman\*]). Vielleicht ist der Saturn-Ring ein rohes Beispiel für diesen Ringstrom. Jedenfalls wirken sich Störungen in seinem durch die Sonnentätigkeit bedingten Gleichgewichtszustand in Feldstärkeänderungen seiner Umgebung aus, die dann die Schwankungen der erwähnten Magneteffekte hervorrufen. Ebenso können Änderungen des Dipolmomentes der Sonne dadurch wirksam werden, daß die Energiegrenze des in Erdnähe eintreffenden Strahlengemisches, damit die Öffnung des erlaubten Kegels und schließlich die Intensität der einfallenden Strahlen beeinflusst wird. Damit dürfte ein Überblick über die bekannten und die zu erwartenden Beziehungen zwischen Höhenstrahlen und magnetischen Einflüssen wenigstens in großen Zügen gegeben sein. Ihr Nachweis hängt von der erreichbaren Meßgenauigkeit ab.

Die Höhenstrahlung ist eine Erscheinung der größten Gegensätze. Ihre Strahlen besitzen die stärksten bekannten Energiekonzentrationen (bis zu  $10^{12}$  e-Volt oder noch mehr); aber diese Energiebomben sind sehr selten, in Seehöhe trifft etwa 1 Strahl je Minute auf ein horizontales  $\text{cm}^2$ . Wird die Intensität der Höhenstrahlen an der Ionisation von Gasen gemessen, so sind die für die Messung verfügbaren Energiebeträge außerordentlich gering. Es handelt sich um Ströme von etwa  $10^{-15}$  Amp., die beispielsweise nur ein 100-billionstel des Stromes normaler 40-Watt-Glühlampen betragen. Erfolgt die Intensitätsmessung mit Zählrohren, so läuft sie wegen der geringen Zahl der Einzelereignisse immer auf Statistik

---

\*) I. Chapman, Nature **140**, 423 (1937).



hinaus. Man kann sich daher wohl vorstellen, daß es nicht einfach ist, Schwankungen bis zum Tausendstel dieser Größen mit Sicherheit zu messen.

Zu diesen meßtechnischen Schwierigkeiten gesellen sich weitere. Durchsetzt die Höhenstrahlung die Atmosphäre entsprechend einer 76 cm dicken Quecksilberschicht, so wird sie von etwa 330 auf 2 I, also sehr stark geschwächt. Mit dem im Witterungsverlauf wechselnden Luftdruck ändert sich der Betrag der Absorption und damit die Strahlenstärke wie bei Auf- und Abstieg in einem Luftfahrzeug. Wie die hohe Korrelation zwischen Strahlungsstärke und Masse der überlagernden Atmosphäre zeigt, muß dieser Barometer-, besser Luftdruckeffekt, in erster Linie ein Absorptionseffekt sein. Aber nur aus langfristigem Material ergibt sich ein hoher Korrelationskoeffizient, aus kurzfristigem dagegen ist dieser oft sehr klein und sogar manchmal unvergleichbar, weil im Gang entgegengesetzt. Ebenso erweist sich der Luftdruckkoeffizient nur bei sehr langen Meßreihen von mehreren Monaten als konstant. Kürzere Meßreihen ergeben stets größere bisher unerklärliche Schwankungen. Da der Effekt je nach der Vorfilterung der Strahlen bis etwa 6%/cm Hg beträgt und in den Einzelwerten bis zu 100% oder mehr schwankt, so muß diese unvermeidliche Korrektur viel weitgehender gesichert werden als das bisher der Fall war. Jedenfalls ist es nicht angängig, bei der bisher herrschenden Unsicherheit über diese Korrektur, Meßgenauigkeiten von % bei kürzeren Meßzeiten zu beanspruchen.

Die Schwankungen des Barometereffektes rühren meist von reellen Intensitätsänderungen her, die als „Schwankungen zweiter Art“ bezeichnet werden (Corlin). Daß diese mit Schwankungen der erdmagnetischen Intensität zusammenhängen, wurde schon manchmal experimentell zu erweisen versucht, z. B. A. Corlin\*), W. Messerschmidt\*\*). Erst die wieder auflebende Sonnentätigkeit der letzten Jahre und die damit häufiger auftretenden erdmagnetischen Stürme haben ergeben, daß in der Tat die Schwankungen der erdmagnetischen Elemente die Schwankungen zweiter Art hervorrufen\*\*\*). Ebenso haben in letzter Zeit Ionisationskammer-Registrierungen von Forbush†): Viktor F. Hess, E. Steinmaurer und A. Demmelmaier††). I. Clay und E. M. Bruins†††) und E. G. Steinke und A. Sittkus§) den Einfluß großer erdmagnetischer Störungen auf die Intensität der Höhenstrahlung aufgedeckt.

Wie aber bei allen geophysikalischen Problemen, sind auch für die hier zur Erörterung stehenden Fragen erst die Ergebnisse längerer Registrierreihen entscheidend.

\*) A. Corlin: Lund Obs. 1 (1931).

\*\*) W. Messerschmidt: Zeitschr. f. Phys. 85, 332 (1933).

\*\*\*) W. Kolhörster: Phys. Rev. 53, 768 (1938); Naturwissensch. 26, 159—160, 218—219 (1938).

†) S. E. Forbush: Phys. Rev. 51, 1108 (1937).

††) Viktor F. Hess, E. Steinmaurer u. A. Demmelmaier: Nature 140, 316 (1937); 141, 686 (1938).

†††) I. Clay u. E. M. Bruins: Amsterdam Proc. 41, 215 (1938); Physica 5, 111 (1938).

§) E. G. Steinke u. A. Sittkus: Naturwissensch. 26, 461 (1938).

Für Ionisationskammern liegen bereits fortlaufende Messungen über mehrere Jahre am Hafelekar (2300 m) von Hess und Mitarbeitern vor, deren erste Ergebnisse in bezug auf magnetische Einflüsse soeben erwähnt wurden. Für Zählrohrmessungen war indessen die erforderliche Meßsicherheit über längere Zeiten noch kaum zu erreichen. Jedoch weisen Koinzidenzanordnungen so viele besondere Vorzüge gegenüber Ionisationskammern auf, daß hier Abhilfe geschaffen werden mußte.

Grundsätzlich unterscheiden sich beide Meßmethoden darin, daß Koinzidenzanordnungen die Anzahl der Strahlen zählen, welche in den durch die Rohre bestimmten Raumwinkel einfallen. Dabei werden die mit den Primärstrahlen vielfach in gleicher Richtung laufenden und gleichzeitig eintreffenden Sekundären nicht mitgezählt. Ihre Wirkung wird also weitgehend unterdrückt, die Deutung der Meßergebnisse dadurch vereinfacht. Ionisationskammern dagegen messen die gesamte absorbierte Energie, also auch die der Sekundären; da letztere besonders gut ionisieren, werden Sekundärstrahlen sogar etwas bevorzugt.

Sodann kann bei Koinzidenzanordnungen ein Effekt an genau bestimmten Strahlenbündeln, z. B. an Vertikalstrahlen, gemessen werden, während Ionisationskammern nur einen über die ganze Himmelskugel gemittelten Wert ergeben. Wollte man bei diesen durch Ausblenden bestimmter Richtungen mit Panzern bestimmte Strahlenbündel messen, so wird infolge der Sekundärstrahleneinflüsse seitens des Panzers und der Unbestimmtheit des wirksamen Strahlungsgemisches die Deutung der Messungen bedeutend erschwert.

Schließlich kann der Nulleffekt bei genügendem Auflösungsvermögen der Zählrohranordnungen völlig unberücksichtigt bleiben, während er bei Ionisationskammern immer eine gewisse Rolle spielt.

Die erwähnte mangelnde zeitliche Konstanz von Koinzidenzanordnungen rührt von irgendwelchen, meist geringen Änderungen in der Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre und vom Verhalten der Verstärkerrohre sowie der Bauelemente des Verstärkers her. Sie ist insbesondere bei Verwendung technischer Verstärkerrohre wohl kaum ganz abzustellen. So bleibt als einfachste und sicherste Kontrolle der Vergleich mehrerer gleichzeitig laufender Anordnungen, zumal man gerade bei Zählrohren ihre Aufstellung so einrichten kann, daß die koinzidierenden Rohre von den gleichen Höhenstrahlenbündeln getroffen werden.

Nach diesen Gesichtspunkten ist die 2fach-Doppelkoinzidenzanordnung in Dahlem aufgebaut worden. Die Aufstellung der Zählrohre zeigt Fig. 3. Das Prinzip der neuen Anordnung besteht darin, die koinzidierenden Zählrohre gegenüber den Höhenstrahlen so eng wie möglich, die Verstärker dagegen so lose wie möglich zu koppeln, so daß sie, völlig getrennt, sich gegenseitig nicht beeinflussen. Sie registriert das aus der Vertikalen einfallende Strahlenbündel von  $90^0 \cdot 157^0$  Raumwinkel doppelt, wobei sich beide 2fach-Koinzidenzen gegenseitig kontrollieren. Eine eingehende Beschreibung dieser Anordnung, wie sie nunmehr schon über  $1\frac{1}{2}$  Jahre in Betrieb ist, wird an anderer Stelle gegeben werden. Erwähnt sei, daß das Aussieben der koinzidierenden, einmal verstärkten Zählrohr-

stöße nach dem Hexodenprinzip erfolgt. Zur Steuerung der mechanischen Zählwerke dienen Thyratrone in einfacher Kippschaltung ohne Untersetzung. Das Auflösungsvermögen beider Verstärker ist besser als  $4 \cdot 10^{-5}$  sec; nur  $7^0_{/00}$  der gemessenen Koinzidenzen sind zufällig. Das mechanische Zählwerk druckt alle 28 Minuten die aufgelaufenen Koinzidenzzahlen. Infolge der Schaltpause von je 2 Minuten werden rund  $1\frac{1}{2}$  Stunden des Tageswertes nicht registriert. Bei einer weiteren Anordnung wurde daher mit photographischer Registrierung sowohl der 2fach- wie der 4fach-Koinzidenzen die Schaltpause vermieden. Bei dieser haben

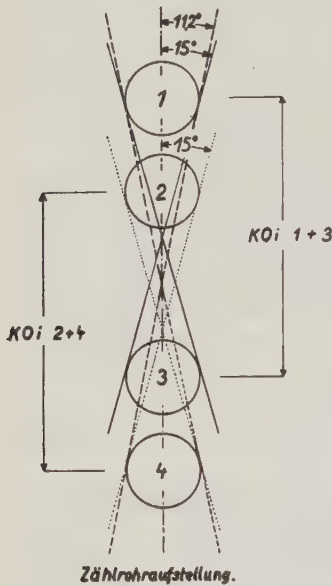


Fig. 3.  
Zählrohranstellung für die 2fach-Doppelkoinzidenzanordnung

die Rohre auch verschiedene Durchmesser, so daß der Öffnungswinkel der 2fach- gleich dem der 4fach-Koinzidenzen ist, um keine Korrektur für die 4fach-Koinzidenzen zu haben.

Zur Ermittlung des Luftdruckeffektes, der für die Meßgenauigkeit ausschlaggebend ist, wurden während der Registrierung Absorber verschiedener Dicke über den Öffnungswinkel

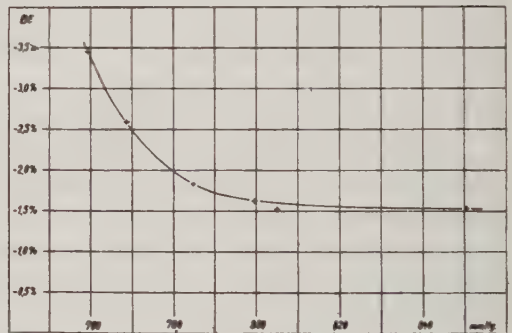


Fig. 4. Luftdruckeffekt (BE) für Vertikalkoinzidenzen bei Drucken zwischen 760 und 850 mm Hg-Äquivalent

der Zählrohranordnung gelegt und aus den Ergebnissen nach der Korrelationsrechnung die jeweils gültigen Luftdruck-Koeffizienten bestimmt. Es ergaben sich die in der Fig. 4 gezeichneten, in der Tabelle 1 zusammengestellten Werte des Luftdruckkoeffizienten als Funktion der überlagernden Absorbermasse, ausgedrückt in mm Hg, mit denen die beobachteten Intensitätswerte der Fig. 8 bis 11 korrigiert worden sind.

Der Luftdruckkoeffizient nimmt demnach mit zunehmender Masse zunächst stark ab und ist erst über mittlere Drucken von 800 mm Hg annähernd konstant ( $-1.5\%/cm$  Hg).

Tabelle

p. . . . .	759.1	768.6	784.7	K 790.5	805.1	850.5 mm Hg
BE-Mittel. . .	— 3.45	— 2.59	— 1.83	— 1.62	— 1.52	— 1.53 %



Hier sei noch erwähnt, daß der Versuch, den wechselnden Luftdruck durch zusätzliche Holzmassen auf immer ein und denselben Druck von 770 mm Hg auszugleichen, bisher nur zu dem für den Ausgleichsdruck 770 mm gültigen Wert des

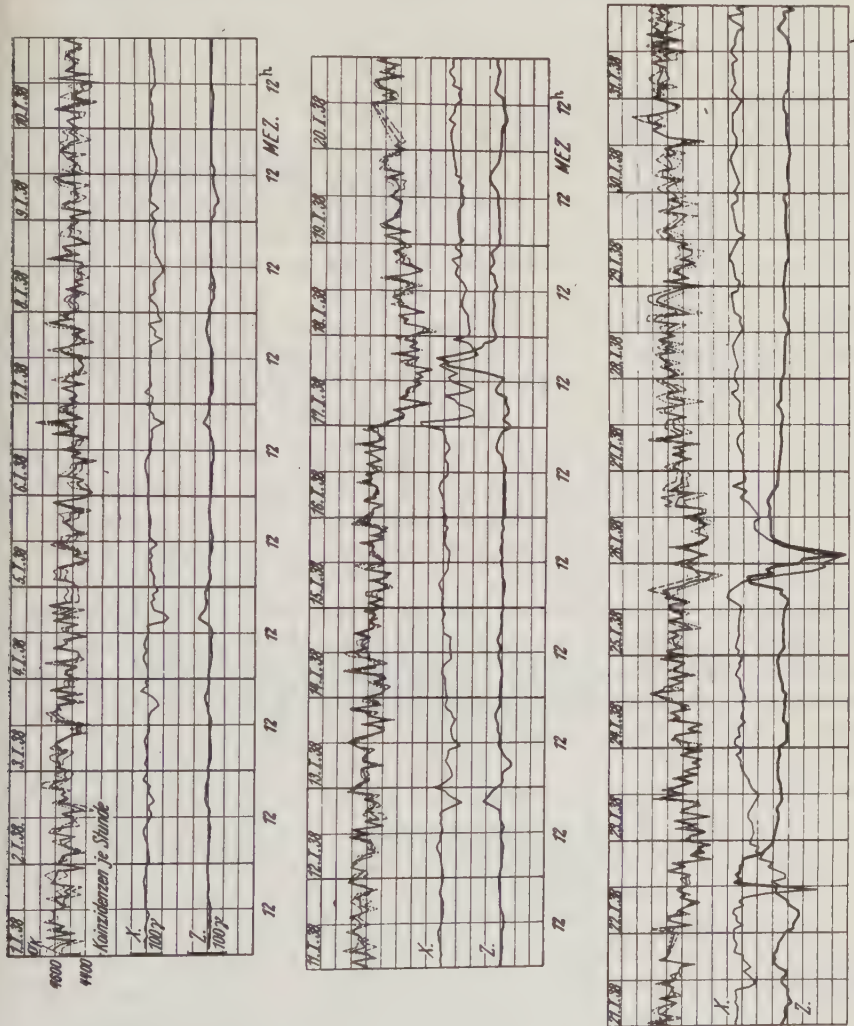


Fig. 5. Stundenwerte vertikal einfallender koinzidierender Höhenstrahlen für Januar 1938 (die drei Einzelfiguren, welche Fig. 5 bilden, müssen in gleichem Maßstab gezeichnet sein)

Luftdruckkoeffizienten geführt hat. Es ist dies der mit  $K\ 790,5$  bezeichnete Wert, der unter Vorbehalt gegeben wird, weil die endgültige Reduktion der Beobachtungen noch nicht erfolgen konnte. Sicher ist der Wert nicht größer als 1.62, wahrscheinlich sogar kleiner, etwa 1.5. Der Luftdruckeffekt verschwindet also nicht, wenn das Massendefizit der Atmosphäre durch massenproportionale Zusätze



über den Zählrohren unwirksam gemacht wird, ein Verhalten, das sich aus der Natur der harten Komponente der Höhenstrahlung, der Mesotronen erklären läßt.

Ein jedes Zählrohr von  $5 \cdot 90 \text{ cm}^2$  wirksamer Fläche liefert etwa  $36000 \pm (190 = 0.5\%)$  Einzelstöße je Stunde oder  $810000 \pm (900 = 0.1\%)$  Stöße je

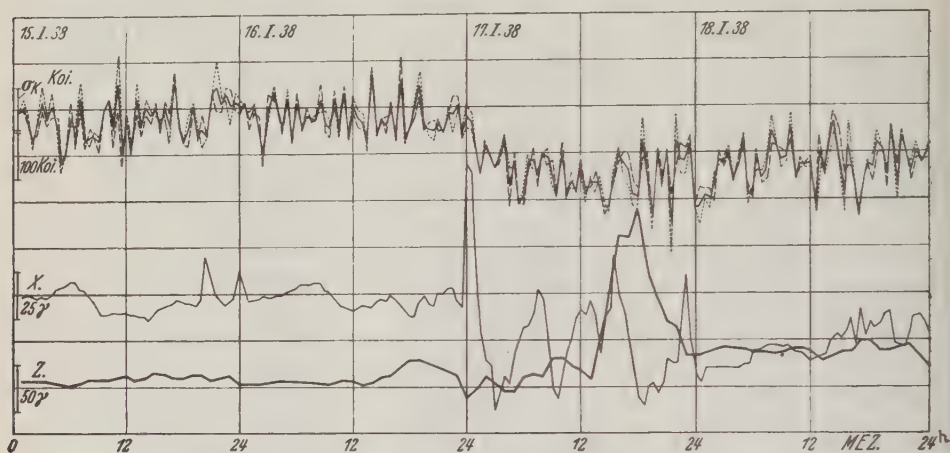


Fig. 6. Halbstundenwerte vertikal einfallender koinzidierender Höhenstrahlen vom 15. bis 18. Januar 1938

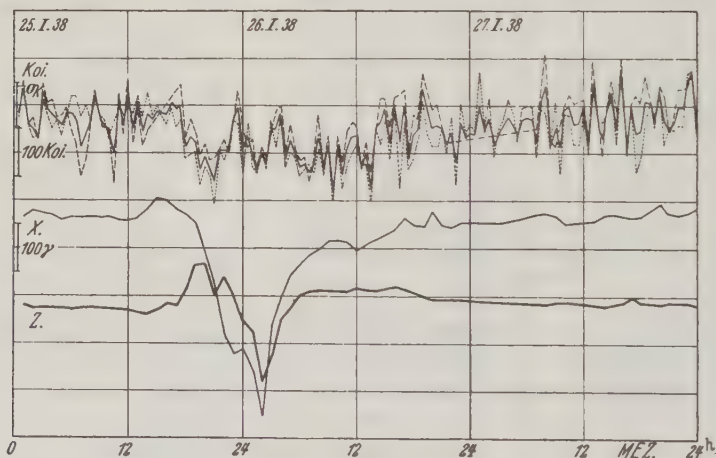


Fig. 7. Halbstundenwerte vertikal einfallender koinzidierender Höhenstrahlen vom 25. bis 27. Januar 1938

Tag. Die Anzahl der 2fach-Koinzidenzen beträgt etwa 4500  $\pm$  (67 = 1.5%) Koinzidenzen je Stunde oder rund 100000  $\pm$  (330 = 0.3%) Koinzidenzen je Tag; beide Anordnungen registrieren zusammen 200000  $\pm$  (450 = 0.2%) Koinzidenzen je Tag. Die statistische Meßgenauigkeit ist mit 0.2% sehr hoch. Der

Gleichlauf der beiden Anordnungen entspricht der statistischen Erwartung auch bis zu den einzelnen 30-Minuten-Werten. Dadurch wird die apparative Meßgenauigkeit sehr sicher; selbst bei Ausfall einer Anordnung liefert noch die andere für die Tagesmittel die genügend hohe statistische Meßgenauigkeit von 0.3%. Die Fig. 5, 6 und 7 sollen einen Begriff für die Zuverlässigkeit der Halbstunden- und Stundenwerte geben. Sie zeigen den Verlauf der Vertikalintensität der Höhenstrahlung in Stundenwerten für Januar 1938 und in 30-Minuten-Werten für die Zeit des großen magnetischen Sturmes vom 16. und des Nordlichtes vom 25. Januar 1938, ferner den Verlauf der X-(Nord-Süd-) und Z-(Vertikal-)Komponente der erdmagnetischen Variationen, die ich Prof. Bartels und dem Geophysikalischen Institut Potsdam verdanke. Erwähnt sei außerdem, daß das Verhalten der Höhenstrahlungsintensität im Januar 1938, wie zu erwarten, auch mit dem der Ost-West-Komponente des Erdstromes in Niemegk in großen Zügen übereinstimmt.

In den Fig. 8, 9, 10 und 11 sind die Tagesmittel der gemessenen Vertikalintensität der Höhenstrahlung, des Luftdrucks und die danach auf 750 mm Druck und 20° C korrigierten Werte der beiden Anordnungen, ihr Mittelwert und die Tagessumme der X- und Z-Komponenten der erdmagnetischen Variationen für die Zeit vom September 1937 bis Oktober 1938, also über ein Jahr, eingetragen. Bei Tageswerten gehen natürlich Einzelheiten verloren; indessen bieten sie ein einfacher zu übersehendes, trotzdem charakteristisches Bild.

Die Ergebnisse zeigen auch im Jahresverlauf der Tagesmittel die gute Übereinstimmung in den reduzierten Werten der beiden Anordnungen. Infolgedessen sind die unreduzierten Werte nicht noch einmal getrennt, sondern gleich als Mittelwerte eingezeichnet worden. In magnetisch wenig gestörten Zeiten verlaufen Strahlungsstärke und Luftdruck fast genau spiegelbildlich. Selbst sehr große Intensitätsschwankungen in den beobachteten Werten werden durch die Luftdruckkorrektion einwandfrei ausgeglichen. Dies Verhalten ändert sich aber sofort beim Einsetzen magnetischer Störungen. Dann geht die Symmetrie zwischen Druck und unreduzierter Strahlungsintensität sehr weit zurück. Die reduzierten Werte verhalten sich meist gleichsinnig mit X, dagegen spiegelbildlich zu Z nicht nur bei größeren, sondern auch bei geringeren erdmagnetischen Schwankungen. Der Verlauf der Höhenstrahlungsintensität bei Magnetstörungen entspricht etwa dem des Ringstromes. Auf einen plötzlichen Abfall folgt mit ansteigender Intensität eine langsame Erholung bis zu einem Maximum, das dann durch eine neue Störung wieder erniedrigt wird. Diese Schwankungen der mittleren Tagesintensität sind es, die man bereits früher als die unerklärlichen „Schwankungen zweiter Art“ gefunden hat. Durch magnetische Störungen verlagern sich die Basiswerte und dies verursacht die Schwankungen in den Werten des Luftdruckkoeffizienten. Bestimmungen des Luftdruckkoeffizienten gelingen also nur einwandfrei zu magnetisch ungestörten Zeiten. Dann aber liefern exakt bestimmte Koeffizienten reduzierte Intensitätswerte der Höhenstrahlen, aus denen auch der Verlauf erdmagnetischer Störungen ohne weiteres ersichtlich wird.

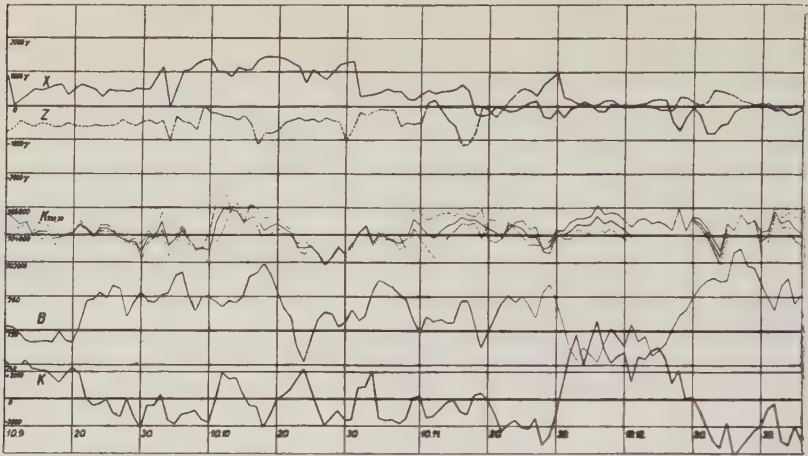


Fig. 8

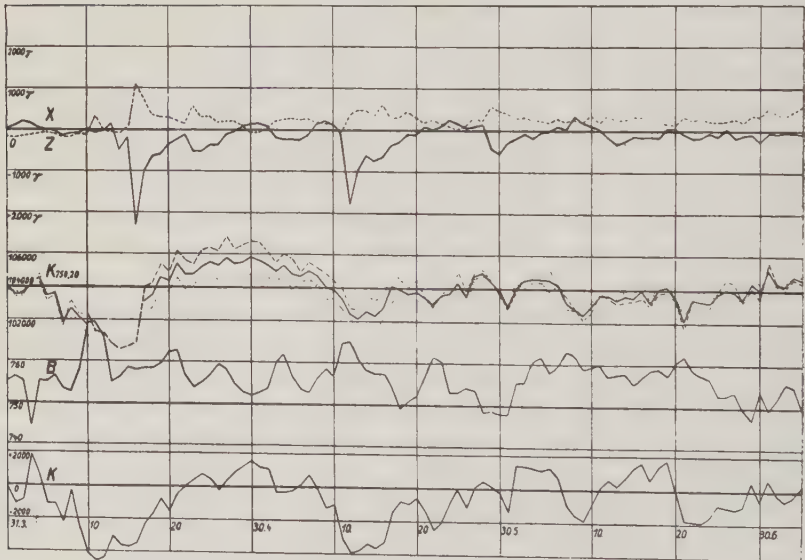


Fig. 10

Fig. 8 bis 11. Tagesmittel der Vertikalkoinzidenzen, unreduziert und reduziert, des Baromet.  
ponente von Septemb.

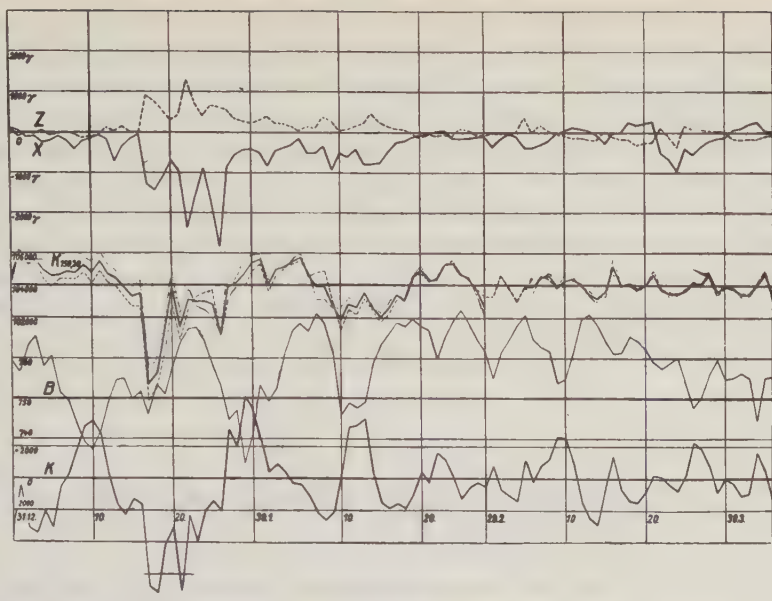


Fig. 9

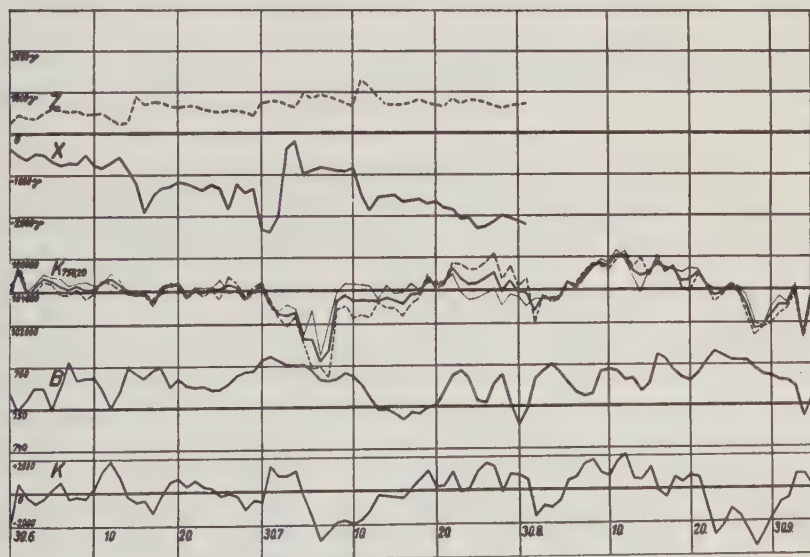


Fig. 11

des sowie der erdmagnetischen Vertikal-(Z-) und der horizontalen Nord-Süd-(X-)Kom-  
7 bis Oktober 1938



Sehr merkwürdig ist der langsame, manchmal nur in der Höhenstrahlenintensität auftretende Abfall bereits vor dem Einsetzen meist größerer Magnetstörungen und der dadurch bedingte gewölbte Verlauf der Höhenstrahlenintensität zwischen zwei Störungen. Sollte sich ein solches Verhalten auch weiterhin zeigen, so könnte in dem der Störung vorausgehenden langsamen Intensitätsabfall, sie sei als Vorstörung bezeichnet, ein Sonneneffekt vermutet werden. Eine langsame Zunahme des äußeren Magnetfeldes der Sonne würde die untere Energiegrenze der Höhenstrahlen in Erdnähe erhöhen, den Öffnungswinkel des erlaubten Kegels und die Intensität verringern. Vielleicht lassen sich daraufhin größere Magnetstörungen voraussagen. Auf die Bedeutung der Höhenstrahlung zur Erforschung des vermuteten äußeren Magnetfeldes der Sonne wird hingewiesen.

---

## Die negative Aufladung der Ionosphäre der Erde

Von H. Rudolph, Bad Homburg v. d. Höhe

Im 1. Teil wird der Beweis für die dauernde Zufuhr negativer Elektrizität zur Erde durch die ursprüngliche Höhenstrahlung und für den entsprechenden Abfluß im Polarlicht geführt. Aus Vorgängen auf der Sonne, von denen das Polarlicht zweifellos abhängig ist, muß also auch die Ultrastrahlung stammen. Im Anschluß an die negative Aufladung der Ionosphäre handelt der 2. Teil von der Möglichkeit, die Frage nach der Herkunft des rätselhaften luftelektrischen Vertikalstromes und damit auch die, ob die Erde wirklich eine negative Eigenladung besitzt, durch gleichzeitige Registrierung der von A. Wigand entdeckten luftelektrischen Elementarwellen an verschiedenen Orten endgültig zu entscheiden.

1. Teil. *Warum müssen die Höhenstrahlen von der Sonne stammen?* Unter Höhenstrahlen versteht man solche, die viel durchdringender sind als Licht- und Röntgenstrahlen und die aus allen Richtungen oberhalb der Erdoberfläche kommen. Wenn sie vom Weltraum her in die Atmosphäre der Erde eindringen, erzeugen sie in der Luft neue sekundäre und tertiäre Strahlen, die aber weniger durchdringend sind. Deshalb schirmt man diese weicheren Strahlen meistens ab, um aus den Beobachtungen hauptsächlich die Eigenschaften der schnellen und energiereichen Strahlen zu erhalten. Läßt man sie durch 30 cm Blei in den Beobachtungsraum eintreten, so hat man es nur mit Strahlen von mehr als  $10^9$ e-Volt Energie zu tun, einerlei ob diese wellenartiger Natur und unelektrisch sind oder aus geschößartigen elektrischen Teilchen bestehen.

Durch die Abnahme der Gesamtstrahlung nach dem magnetischen Äquator hin, die man als Breiteneffekt bezeichnet, weiß man, daß mindestens ein großer Teil der Höhenstrahlen elektrischer Natur ist, da der Erdmagnetismus nur bei solchen den genannten Effekt bewirken kann, nicht aber bei Photonen, d. h. bei Strahlen, die den Licht- und Röntgenstrahlen verwandt sind. Der auf Reisen gefundene Breiteneffekt entspricht genau den Beobachtungen über das Azimut

einfallender Strahlen an ein und demselben Orte, denn der Erdmagnetismus bewirkt sowohl bei positiven als auch bei negativen Korpuskularstrahlen eine solche azimutale Asymmetrie der einfallenden Strahlen, daß nördlich vom Äquator aus der südlichen Hälfte des von einer west-östlichen Vertikalebene halbiert gedachten Firmaments mehr Strahlen kommen als aus der nördlichen; südlich vom Äquator umgekehrt.

Die Beobachtung der bevorzugten Einfallsrichtung von Strahlen ist aber auch von Erfolg hinsichtlich einer zweiten azimutalen Asymmetrie. Es fallen nämlich aus der westlichen Hälfte des von einer nord-südlichen Vertikalebene halbiert gedachten Firmaments mehr Strahlen ein als von Osten her. Während die erste azimutale Asymmetrie von der Summe positiver und negativer Teilchen bedingt ist, wird die zweite von ihrer Differenz bestimmt und ist um so größer, je mehr bei den ankommenden elektrischen Teilchen das eine Vorzeichen überwiegt.

Das ist insofern entscheidend, als nach den Beobachtungen eine gegenseitige Neutralisierung von dauernd positiven und negativen Ladungen, welche die Erde vielleicht erhält, ausgeschlossen ist. Also muß sie sich im Laufe der Zeit in der Lufthülle, die allein etwa 90 cm Blei entspricht und in der also der größte Teil der Strahlen seine Ladung zurückläßt, immer höher aufladen. Innerhalb der so aufs höchste aufgeladenen Kugelschale können wir keinesfalls etwas von der hohen Ladung wahrnehmen, da das innere Potential dieser Aufladung Null ist, und sei sie noch so hoch. Daraus ergeben sich zwei wichtige Folgerungen:

1. Die auf der Erdoberfläche beobachteten Höhenstrahlen mit ihren vielen Energiestufen müssen alle durch Umwandlung aus einer ursprünglichen Strahlung entstanden sein, deren Energie mindestens von der Größenordnung der höchsten beobachteten Strahlenenergie ist. Denn die unausbleibliche Aufladung der Ionosphäre weist alle Strahlen dieses Vorzeichens mit geringerer Energie restlos ab.

2. Die Aufladung muß in Zeitintervallen, die so kurz sind, daß sie bei der Strahlenbeobachtung nicht bemerkt werden können, zu einem Abfluß der überschüssigen Ladung nach den Orten der Erde führen, wo sie dieselbe wieder verlassen kann. Denn sonst würden zuletzt sogar auch die Strahlen der höchsten Energiestufe abgewiesen, und es könnte keine Höhenstrahlen mehr geben.

Der kurzperiodische Elektrizitätsabfluß muß auf irgendeine Weise zur Verschiebung der überflüssigen Elektrizität nach den Gegenden in der Nähe der magnetischen Erdachse führen, wo allein ein endgültiges Entweichen des Elektrizitätsüberschusses möglich ist, da derselbe sonst vom magnetischen Kraftliniensystem der Erde jenseits des magnetischen Äquators wieder zu ihr zurückgeführt würde. Das Polarlicht muß unbedingt mit dieser entweichenden Elektrizität in Verbindung stehen und muß sie also von unten nach oben führen, nicht umgekehrt, wie seine Erklärung durch *langsame* Heliokathodenstrahlen annimmt. Denn bei gleichem Vorzeichen würde die hohe Aufladung der Ionosphäre solche Strahlen abweisen, bei entgegengesetztem Vorzeichen aber sie aufs höchste beschleunigen, so daß sie nicht auf die Polarregionen beschränkt sein könnten.

Wenn aber das Polarlicht mit dem Entweichen überschüssiger Elektrizität zusammenhängt, ohne welches die unausbleibliche Aufladung sonst zum Aufhören der ursprünglichen Zustrahlung und der aus ihr hervorgehenden Höhenstrahlen aller Energiestufen führen würde, so müssen die letzteren unbedingt von der Sonne stammen, da der ursächliche Zusammenhang des Polarlichts mit Vorgängen auf der Sonne unzweifelhaft und unbestritten ist. Irrtümlich war nur die Deutung der Polarlichtstrahlen als Bündel von direkt in die Erdatmosphäre nach ein- bis zweitägiger Reisezeit eindringenden Heliokathodenstrahlen, die gerade wegen dieser Langsamkeit auf die Polarregionen beschränkt sein sollten.

Die Wahrheit also ist, daß die von der Sonne — und natürlich ebenso von allen anderen Fixsternen — kommenden elektrischen Strahlen die Geschwindigkeit des Lichtes erreichen, weil ihre Energie in der Größenordnung von  $10^{12}$  e-Volt liegen muß und sie daher vom Magnetfeld der Erde fast gleichmäßig über deren ganze Oberfläche gestreut werden, so daß sogar kein merklicher Unterschied zwischen der Zustrahlung auf der Tag- und der Nachtseite der Erde vorhanden ist.

Zufolge dieses inneren Zusammenhanges zwischen der Höhenstrahlung und dem Polarlicht muß die Ionosphäre *negativ* aufgeladen sein [1] und nicht positiv, wie Vegard annimmt. Aber ihm bleibt das große Verdienst, daß er für die Erhebung derselben bis über 1000 km Höhe von Anfang an ihre elektrische Aufladung verantwortlich gemacht hat statt der hohen Temperaturen [2], welche nach den Radiosondierungen dort herrschen sollen. Andererseits haben letztere Forschungen überzeugend gegen die Dynamotheorie entschieden, indem die Gleichstromleitfähigkeit nach Appleton [3] in der E-Schicht etwa 80000 mal kleiner ist, als sie nach Schuster und Chapman für die Erklärung der erdmagnetischen Variation sein müßte. Bei der günstigsten Annahme hätte die ganze Ionosphäre für die Dynamotheorie immer noch eine 100- bis 1000mal zu kleine Leitfähigkeit.

Demgegenüber findet vor allem der dauernde regelmäßige Anteil der ganz-tägigen erdmagnetischen Variation [4] bei der hohen negativen Aufladung der Ionosphäre eine einfache Erklärung durch horizontale statt vertikaler Bewegungen der Lufthülle [5].

2. Teil. *Die Bedeutung der von A. Wigand entdeckten Elementarwellen des luftelektrischen Potentialgefälles.* Die Aufrechterhaltung des atmosphärischen Potentialgefälles trotz des luftelektrischen Vertikalstromes ist um so merkwürdiger, weil der letztere auf der ganzen Erde mit Ausnahme der Schlechtwettergebiete, also auf etwa neun Zehnteln ihrer Oberfläche dauernd in derselben Richtung aus der Luft zur Erde fließt. Er läßt sich nach der Leitfähigkeit der Luft in den Schönwettergebieten auf etwa 1000 Amp. für die ganze Erde schätzen und müßte daher die aus dem mittleren Potentialgefälle berechnete negative Ladung der Erde von  $5.4 \cdot 10^5$  Coulomb binnen 9 Minuten neutralisiert haben.

Bis 1929 lag darin ein erstaunlicher und vorläufig unlösbarer Widerspruch. In diesem Jahre machte A. Wigand auf der 8. Tagung der Deutschen Geo-



physikalischen Gesellschaft Mitteilung über die von ihm entdeckten Elementarwellen des luftelektrischen Potentialgefälles [6] mit der Periode von etwa 0.2 Sekunden. Zugleich gab er für diese Wellen eine Erklärung durch den Blitzstrom auf der ganzen Erde. Durch einen Blitz wird der Erde nämlich eine Menge von 20 bis 50 Coulomb positiver oder negativer Elektrizität zugeführt und da nach Brooks in jeder Sekunde durchschnittlich 100 Blitze zur Erde niedergehen, so kann die von Wigand beobachtete Gefälleschwankung im Verlauf von durchschnittlich einer Fünftelsekunde von der zufälligen Verteilung des Vorzeichens bei den auf diese Zeit entfallenden rund 20 Blitzen in beliebiger Entfernung herühren. Nimmt man ferner an, daß aus irgendeinem bislang unbekannten Grund keine vollständige Neutralisierung der in den 20 Blitzen enthaltenen positiven und negativen Ladungen stattfindet, sondern immer ein Rest positiver Elektrizität in der Luft verbleibt, der erst durch den luftelektrischen Vertikalstrom neutralisiert wird, so bliebe letzterer nicht mehr ganz so rätselhaft wie früher.

Ob dem wirklich so ist, ließe sich bei dem heutigen Stande der Uhren- und Zeitvergleichung zuverlässig feststellen, falls durch internationale Zusammenarbeit für weit voneinander entfernte Orte auf der ganzen Erde mit der Wigandschen Apparatur das vollkommene Unisono der Elementarwellen in ihrem ganzen zeitlichen Verlauf erwiesen werden könnte. Denn trotz örtlicher Beeinflussung des Potentialgefälles müßte das Anschwellen oder Abnehmen der Erdladung auf der ganzen Erde praktisch zu genau derselben Zeit stattfinden und sich im Potentialgefälle sogar unabhängig vom Vorzeichen erkennen lassen.

Nun ist aber die Vorstellung von der negativen Eigenladung der Erde wohl nur dadurch entstanden, daß man luftelektrische Versuche mit eindeutigem Erfolg nur bei Schönwetterelektrizität machen kann. Bei schlechtem Wetter werden alle Versuche schwierig oder ganz unmöglich. Vielleicht ist die Erde als Ganzes gar nicht geladen, sondern nur durch Vorgänge, die das Wetter bestimmen, auf beschränkten Gebieten negativ oder positiv durch die entgegengesetzten Ladungen in der Atmosphäre influenziert. Zu dieser Auffassung führt die elektrische Natur der Höhenstrahlung wegen ihrer Unmöglichkeit ohne einen sich auf der ganzen Erde dauernd mit sehr kurzer Periode abspielenden vierphasigen elektrischen Grundprozeß in der Ionosphäre [7]. Während eine tatsächliche negative Eigenladung der Erde einen innererrestrischen Dauerzustand darstellen würde, beruht der vierphasige elektrische Grundprozeß in der Ionosphäre auf einem Energiefluß infolge einer außererrestrischen Energiezufuhr, nämlich einer lichtstrahlschnellen Heliokathodenstrahlung als Ursache der Ultrastrahlen [8]. Es fragt sich daher, ob die auch hierbei notwendig auftretenden Elementarwellen ebenfalls überall in derselben Phase sein können, wie es bei ihrer Erklärung nach Wigand sein muß.

Zur Entscheidung darüber muß die Frage erörtert werden, wie eine so energiereiche Heliokathodenstrahlung in der Ionosphäre gebremst werden kann. Durch die riesigen Krümmungsradien ihrer Flugbahnen erfährt sie ja eine solche Streuung, daß sie die Erde überall fast in gleicher Dichte trifft, auch auf der Nachtseite,



und wenn sie dann Elementarwellen von genau gleicher Phase auf der ganzen Erde hervorrufen soll, müßte die gesamte Zustrahlung infolge der Aufladung auf einmal gebremst werden, was nur mit dem Stillstand nach der maximalen Aufladung enden kann. Selbst wenn der Stillstand nicht aperiodisch erreicht werden sollte, müßten sich die Elementarwellen durch Dämpfung rasch bis zu völligem Stillstand totlaufen. Von der begleitenden maximalen Aufladung nach dem Aufhören der Zustrahlung könnte man auf der Erdoberfläche natürlich nicht das geringste wahrnehmen, da dort ihr inneres Potential Null ist. Aber die während der periodischen Zustrahlung entstehende Ultrastrahlung würde dann aufhören. Da dies nicht der Fall ist, können auch die Elementarwellen niemals an allen Orten unisono stattfinden, wenn sie durch Heliokathodenstrahlen verursacht sind.

Diese Strahlen können nur durch örtliche, rasch wechselnde elektrische Felder in der Ionosphäre gebremst werden, während sie das beobachtete Gemisch der Heßschen Strahlen erzeugen und bis hinab zur Erdoberfläche influenzierend wirken. Außerhalb der Erde und der Ionosphäre sind die Strahlen nicht zu bremsen, sondern können nur seitlich abgelenkt werden. Die ganze Zustrahlung muß also einer fortwährenden Verlagerung ihrer Verdichtungsstellen unterworfen sein. Die Elementarwellen, welche sich an einem Punkt der Erdoberfläche beobachten lassen, müssen vom Vorüberziehen der sich ständig zerteilenden und neu gruppierenden Verdichtungsstellen abhängen und demgemäß von Ort zu Ort in der Phase verschieden sein.

Es ist anzunehmen, daß genaue Versuche zur Vergleichung der Phase jedenfalls schon innerhalb der Reichsgrenzen eine Abhängigkeit der Phase von der Wetterlage und dem luftelektrischen Potentialgefälle je nach dessen Vorzeichen ergeben; daß also die Wellen schon an weit entfernten Orten des Reiches meistens in verschiedener Phase sind. Da man heute die erforderliche Schärfe in der absoluten Zeitangabe überall erreichen kann, sollte den Wigandschen Elementarwellen wegen der durch sie möglichen endgültigen Entscheidung über die angebliche negative Eigenladung der Erde nachgegangen werden.

Sie wären mit der Wigandschen Apparatur zeitlich so zu registrieren, daß ihr Verlauf auf 0,05 Sekunden genau vorliegt und zur Vergleichung von Aufnahmen zu genau derselben Zeit, aber an verschiedenen Orten dienen kann. Nur damit läßt sich das Rätsel des luftelektrischen Vertikalstromes lösen, der wohl wie alle luftelektrischen Vorgänge die Folge der intensiven ursprünglichen Heliokathodenstrahlung ist, welcher auch die  $F_2$ -Schicht ihre Entstehung und Erhaltung verdankt [9].

### Literatur

[1] H. Rudolph: Überwiegt positive oder negative Elektrizität in der Ionosphäre der Erde? *Zeitschr. f. Geophys.* **12**, 363—367 (1936); Über Versuche zur Theorie des Polarlichtes. *Ebenda* **12**, 360—363 (1936).

[2] L. Vegard: The temperature distribution within the auroral region of the atmosphere. *Phil. Mag.* (VII) **24**, 588—598 (1937).

- [3] E. V. Appleton: Regularities and irregularities in the ionosphere. I. Proc. Roy. Soc. London (A) **162**, 451—479 (1937).
- [4] W. von Bezold: Zur Theorie des Erdmagnetismus. Sitzungsber. Berlin, Math. u. naturw. Mitt. IV, S. 271—306 (1897).
- [5] H. Rudolph: Der Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde, 61 S. Leipzig, Verlag Otto Hillmann, 1936.
- [6] A. Wigand: Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 319—321 (1929).
- [7] H. Rudolph: Der Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde, S. 34—40. Leipzig, Verlag Otto Hillmann, 1936.
- [8] H. Rudolph: Über die Heßsche Höhenstrahlung. Astron. Nachrichten **262**, 29—32 (1937), Nr. 6266.
- [9] Ivo Ranzani: Sugli agenti di ionizzazione dell'alta atmosfera. Nuovo Cimento N. s. **14**, 145—170 (1937).

## Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben

Von Gerhard Schmerwitz, Jena. — (Mit 6 Abbildungen)

*(Im Rahmen von Arbeiten der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena sind nachfolgende systematische Untersuchungen erweiterten Umfangs durchgeführt worden.)*

### Inhaltsübersicht

*Einleitung. Abgrenzung des Nahbebenbereichs.*

*Teil I. Koordinatenberechnung.*

- a) Bemerkungen zu den bisherigen Verfahren der Berechnung rechtwinkliger Koordinaten auf der Erdoberfläche für seismische Auswertungen.
- b) Ableitung rechtwinkliger Koordinaten für den Nahbebenbereich.

*Teil II. Ausgleichung.*

- a) Die Berechnungsgrundlagen für das Ausgleichungsverfahren.
- b) Praktische Handhabung des Verfahrens für 5 Unbekannte.
- c) 1. Vollständige Durchführung der Rechnung an einem Beispiel.  
2. bis 12. Hauptwerte der Rechnungen für die herangezogenen Beben mit endgültigen Herdwerten, jeweiligen Fehlerbereichen und wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen.

*Teil III. Folgerungen aus den Ausgleichungsergebnissen.*

- a) Die Genauigkeit der Herdangaben.
- b) Über Systematik in den Stationsfehlern.
- c) Richtungsabhängigkeit der Verbesserungen.
- d) Verlagerung der Herdtiefe bei Nachbeben.

*Teil IV. Hauptergebnis.*

- a) Abnahme der Wellengeschwindigkeit mit der Herdtiefe.
- b) Erklärung der Geschwindigkeitsabnahme.

*Teil I.* Es wird nachgewiesen, daß die in der geophysikalischen Literatur sehr verbreitete Voraussetzung, den Parallelkreis als die eine Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems anzusehen, Fehler in der Stationslage bis zu 20 km in etwa 500 km Entfernung vom Epizentrum verursacht. Die Einordnung der Stationen in ein rechtwinkliges sphärisches Koordinatensystem wird unter Ableitung der hierfür notwendigen Korrekturen durchgeführt. — *Teil II.* Bei der Auswertung der Erdbebenstationsbeobachtungen müssen fünf Unbekannte aus den verschiedenen Zeiteinsätzen der Erdbebenwellen ermittelt werden. Die Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate ist daher auf fünf Elemente zugleich zu erstrecken: Die Koordinaten  $x$  und  $y$ ; die Herdzeit  $t_0$ ; die Herdtiefe  $z$  und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$ . Hierzu erforderliche lineare Gleichungen werden durch Reihenentwicklung erhalten. Nur so lassen sich die Werte der fünf Elemente ohne jeden Zwang und ohne Willkür bestimmen. Das Verfahren wurde auf 12 Bebenbeobachtungen mit je 7 bis 22 Stationen angewendet. — *Teil III und IV.* In einer Fehlerrechnung wird gezeigt, daß die bisher immer nur abgeschätzte Genauigkeit der Herdtiefenbestimmung und der Geschwindigkeit viel zu hoch veranschlagt worden ist. Weiter wird nachgewiesen, daß die Geschwindigkeit mit der Herdtiefe abnimmt. Mit dieser Feststellung ist der P\*-Schicht und anderen hypothetischen Schichtungen hoher Geschwindigkeitswerte innerhalb der oberen Erdkruste die Beobachtungsgrundlage entzogen. Bei Heranziehung von 89 Stationszeiten von  $\bar{P}$ -Wellen und 49 von  $\bar{S}$ -Wellen gibt eine eingehende Erörterung der übrigbleibenden Stationsfehler die Möglichkeit, eine Reihe von Fragen mit größerer Sicherheit zu beantworten, als es bisher geschehen konnte. Das betrifft vor allem den Einfluß des geologischen Untergrundfaktors, Lageveränderung von Nachbeben gegenüber dem Hauptbeben, die Frage der Herdgestalt (ob nahezu punktförmiger oder ausgedehnter Herd), die Genauigkeit des Stationszeitdienstes, systematische Fehler der Stationen usw.

### Einleitung: Abgrenzung des Nahbebenbereichs

Die Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate zur Ausgleichung der Beobachtungsfehler von Nahbeben hat in der Seismik seit einer Veröffentlichung von V. Inglada [1] vermehrte Beachtung gefunden. Schon früher ist auf dieses Verfahren zurückgegriffen und z. B. von L. Geiger [2] eine sehr ausführliche Anwendung jedoch ausschließlich auf Fernbeben und nur für drei Bebenelemente mitgeteilt worden.

Da in dem besonderen Verfahren von V. Inglada von den fünf unbekannten Elementen auch nur drei (und zwar die unwesentlichen) ausgeglichen werden und dieses Verfahren außerdem nicht einwandfrei ist (siehe Teil IIa), konnte die Anwendung der Ausgleichsrechnung auf Nahbeben bisher keine überzeugende Wirkung ausüben.

In der vorliegenden Bearbeitung wurden als Nahbeben im Vergleich zu den bisherigen Abgrenzungen nur solche Beben angesehen, die einer stärker einschränkenden Bedingung unterworfen waren. Die Herdentfernung der Stationen durfte hier nicht mehr als 500 km betragen. Der Nachteil einer so engen Gebietsabgrenzung der Nahbeben wird durch die Anwendbarkeit eines rechtwinkligen, d. h. kartesischen Koordinatensystems weitgehend ausgeglichen, wie das Ergebnis der Rechnungen erst im weiteren Verlauf der Ausführungen erweisen wird.



Die auch sonst zugelassene Voraussetzung, daß der Ausbreitungsweg der Wellen vom Herd zur Station in erster Näherung durch einen geraden Strahl ersetzt werden kann, soll auch bei diesen Rechnungen zunächst gestattet sein. Mit dieser Voraussetzung ist die Annahme verbunden, daß entweder die Geschwindigkeit in den durchlaufenen Schichten konstant ist oder, was den wirklichen Verhältnissen näherkommen wird, daß der zugrunde gelegte Geschwindigkeitswert ein Mittelwert ist, der aus den Differenzen der Einsatzzeiten unter Beziehung auf einen geraden Strahlweg erhalten wird. Eine ausführliche Erörterung, ob und wie weit ein von der Geraden abweichender Strahlverlauf auf die Resultate von Einfluß ist, wird zweckmäßigerweise erst dann anzustellen sein, wenn die zunächst vereinfachte Grundannahme zu irgendwelchen systematischen und wesentlichen Abweichungen führen sollte.

## Teil I: Koordinatenberechnung

**a) Bemerkungen zu den bisherigen Verfahren der Berechnung rechtwinkliger Koordinaten auf der Erdoberfläche für seismische Auswertungen.** Innerhalb der erwähnten Begrenzung der Stationsentfernungen kann der Bereich der Erdoberfläche als eine Ebene angesehen werden, in welcher entsprechend der Genauigkeit der seismischen Messungen mit rechtwinkligen Koordinaten gerechnet werden kann.

Aus der Landesvermessung ist bekannt, daß man einen Meridianstreifen in einer Breite von 200 km sogar bei den hohen geodätischen Anforderungen als eben ansehen darf. Wenn wir für seismische Zwecke die Streifenbreite auf das Fünffache erhöhen, so ist das erlaubt, weil hier ein mehr als hundertfach größerer Betrag des Fehlers der Ortsbestimmung, der in diesem Falle noch unter  $10/100$  liegen würde, ohne weiteres zuzulassen ist. Die Genauigkeit der seismischen Daten ist auch dann immer noch erheblich kleiner. Die besonderen Forderungen, welche die Gauß-Krüger-Koordinaten erfüllen, auch für die vorliegenden seismischen Anwendungen zu stellen, würde eine Übertreibung bedeuten. Hier genügen bereits einfache rechtwinklige, sphärische (sogenannte Soldnersche) Koordinaten.

In einer großen Zahl von Nahbebenbearbeitungen des letzten Jahrzehnts ist der geodätischen Frage der richtigen Berechnung des rechtwinkligen Koordinatensystems leider eine etwas zu geringe Sorgfalt gewidmet worden. In den Bearbeitungen wird die  $y$ -Achse des rechtwinkligen Systems in den Meridian (nach Norden +) gelegt, was einwandfrei ist. Die  $x$ -Achse wird jedoch fast immer mit dem Parallelkreis identifiziert, was falsch ist [1] S. 83; [3] S. 166; [4] S. 145; [5] S. 212; [6] S. 249.

Die Fehler, die hierdurch begangen werden, übersteigen in unseren Breiten bei 250 km Stationsentfernung bereits 5 km in der Ortsangabe, bei 450 km schon 20 km. Derartige Fehler müssen das Vertrauen in die großzügigen geologischen



Folgerungen, die in manchen Arbeiten oft schon aus einem einzigen abweichenden Stationswert gezogen werden, erheblich einschränken.

So wird z. B. von V. Inglada, trotzdem er in der Veröffentlichung 1928 [1] fordert, daß die Stationsentfernungen 350 km nicht übersteigen sollen, in der Veröffentlichung 1929 [7] infolge der erwähnten irrtümlichen Verwendung des Parallelkreises u. a. die Station Rocca di Papa mit einer Ortsabweichung in der  $y$ -Achse von etwa 75 km bedacht. Unter solchen Umständen erübrigt es sich, die hieran anschließend auf 0.1 km genau ausgerechnete Epizentrallage und Herdtiefe einer weiteren Erörterung zu unterziehen.

In einer Reihe von Arbeiten, die sich auf das rechtwinklige Koordinatensystem und das hierauf aufgebaute Ausgleichungsverfahren von V. Inglada stützen, wird zur Berechnung des Stationsabstandes auch die Methode von E. Wiechert [8] hinzugezogen, die vollkommen einwandfreie Resultate liefert, vorausgesetzt, daß man sie entsprechend dem Titel der Arbeit richtig verwendet. Falsch ist es jedoch, dort in den beiden Werten  $b$  und  $l$ , aus deren Wurzel der Quadratsummen sich die Entfernungen berechnen, rechtwinklige Koordinaten eines festen in der Erdoberfläche liegenden Systems zu sehen. Das ist eine unzulässige Auslegung der Ableitungen, für die höchstwahrscheinlich die von Wiechert gewählte Bezeichnung „Pythagorasformel“, S. 178, Veranlassung gegeben hat. Diese „Pythagorasformel“ ist auch aus einem wirklichen Pythagoras abgeleitet, der jedoch, wie eine genauere Nachrechnung der Darstellung zeigt, in einer Ebene senkrecht zur Äquatorebene, aber nicht in der Erdoberfläche liegt.

Ein rechtwinkliges System ist außer durch einen Meridian nur durch den senkrecht zu diesem verlaufenden Großkreis bestimmt. Wenn zwar auch die Parallelkreise einen Meridian unter rechtem Winkel schneiden, so verlaufen sie jedoch, bezogen auf den Großkreis, der den Meridian in dem gleichen Punkt rechtwinklig kreuzt, in einiger Entfernung mit erheblichen Abweichungen. Auch läuft eine Welle, wie allgemein bekannt ist, in einer Großkreis-Schnittebene auf dem kürzesten Wege vom Herd zur Station, also niemals auf einem Parallelkreisbogen. In der Veröffentlichung von E. Wiechert wird auch nur von der Entfernung zweier Orte gesprochen, jedoch an keiner Stelle von rechtwinkligen Koordinaten. Die Zusammensetzung einer Größe aus Quadratsummen ist zwar ein hinreichendes Kennzeichen für rechtwinklige Koordinaten, aber nicht dafür, daß alle Quadratsummen dem gleichen Achsensystem angehören.

**b) Ableitung rechtwinkliger Koordinaten für den Nahbebenbereich.** Die folgenden Ausführungen sind so gehalten, daß sie sowohl an die Berechnung von E. Wiechert wie an die Tabellen von Ellipsoidwerten, die u. a. in dem Handbuch der Vermessungskunde von Jordan enthalten sind, angeschlossen werden können.

Als bekannt vorausgesetzt wird ein festliegendes Zentrum oder Näherungsepipentrum  $E$  (Fig. 1), das den Koordinatenursprung darstellt. Aus den geographischen Koordinaten der betreffenden Station  $St$  läßt sich dann auf Grund der



$SB = b_{\text{Wiechert}} + AB$  zu berechnen. Außerdem muß man sich noch davon überzeugen, wie groß der Unterschied von  $SB$  und der Projektion:  $SX$  ist. Letzteres soll zunächst geschehen.

Tabelle 1. Die Hauptkorrekturen für den Übergang von geographischen auf rechtwinklige sphärische Koordinaten

$\Delta\lambda$	$\varphi: 45^\circ$	$40^\circ$ ( $50^\circ$ )	$30^\circ$ ( $60^\circ$ )	$20^\circ$ ( $70^\circ$ )	$10^\circ$ ( $80^\circ$ )
$0^\circ 00'$	0.00 km	0.00 km	0.00 km	0.00 km	0.00 km
30'	0.12 „	0.12 „	0.105 „	0.08 „	0.04 „
45'	0.27 „	0.27 „	0.23 „	0.17 „	0.09 „
$1^\circ 0'$	0.48 „	0.48 „	0.42 „	0.31 „	0.17 „
10'	0.66 „	0.65 „	0.57 „	0.42 „	0.23 „
20'	0.86 „	0.85 „	0.75 „	0.55 „	0.29 „
30'	1.09 „	1.08 „	0.95 „	0.70 „	0.37 „
40'	1.35 „	1.33 „	1.17 „	0.87 „	0.46 „
50'	1.65 „	1.63 „	1.43 „	1.06 „	0.57 „
$2^\circ 0'$	1.94 „	1.91 „	1.68 „	1.25 „	0.66 „
10'	2.28 „	2.24 „	1.97 „	1.46 „	0.78 „
20'	2.64 „	2.60 „	2.28 „	1.70 „	0.90 „
30'	3.03 „	2.99 „	2.63 „	1.95 „	1.04 „
40'	3.45 „	3.40 „	2.99 „	2.22 „	1.18 „
50'	3.90 „	3.84 „	3.38 „	2.50 „	1.33 „
$3^\circ 0'$	4.36 „	4.30 „	3.78 „	2.80 „	1.49 „
10'	4.85 „	4.79 „	4.21 „	3.12 „	1.66 „
20'	5.39 „	5.30 „	4.67 „	3.46 „	1.84 „
30'	5.94 „	5.85 „	5.15 „	3.82 „	2.03 „
40'	6.52 „	6.41 „	5.65 „	4.19 „	2.23 „
50'	7.12 „	7.01 „	6.17 „	4.57 „	2.43 „
$4^\circ 0'$	7.75 „	7.64 „	6.72 „	4.98 „	2.65 „
10'	8.40 „	8.28 „	7.29 „	5.40 „	2.87 „
20'	9.10 „	8.95 „	7.88 „	5.85 „	3.11 „
30'	9.80 „	9.65 „	8.50 „	6.30 „	3.36 „
40'	10.55 „	10.40 „	9.14 „	6.77 „	3.61 „
50'	11.30 „	11.14 „	9.80 „	7.26 „	3.87 „
$5^\circ 0'$	12.10 „	11.90 „	10.50 „	7.76 „	4.14 „
10'	12.90 „	12.70 „	11.20 „	8.30 „	4.42 „
20'	13.75 „	13.55 „	11.92 „	8.84 „	4.70 „
30'	14.6 „	14.40 „	12.72 „	9.40 „	5.00 „
40'	15.5 „	15.30 „	13.45 „	9.97 „	5.31 „
50'	16.5 „	16.2 „	14.3 „	10.6 „	5.63 „
$6^\circ 0'$	17.4 „	17.1 „	15.1 „	11.2 „	5.95 „
10'	18.4 „	18.1 „	15.9 „	11.8 „	6.28 „
20'	19.4 „	19.1 „	16.8 „	12.4 „	6.63 „
30'	20.4 „	20.1 „	17.7 „	13.1 „	6.98 „
40'	21.5 „	21.2 „	18.6 „	13.8 „	7.35 „
50'	22.5 „	22.2 „	19.5 „	14.5 „	7.70 „
$7^\circ 0'$	23.5 „	23.3 „	20.5 „	15.2 „	8.10 „

Es ist  $\sin y = \sin SB \cdot \sin \alpha$ . Da die Winkel klein sind, kann geschrieben werden:  $y = SB \cdot \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right)$ . Hier ist  $\alpha = \angle EBS$  und  $\delta = \angle SXB$ . Die Korrektur  $\left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right)$  ist nahezu = 1, d. h. der Unterschied von  $SX$  und  $SB$  kann im allgemeinen unberücksichtigt bleiben, oder höchstens zur Entscheidung über die Abrundung berücksichtigt werden.

Der sehr kleine Winkel  $\delta$  berechnet sich aus dem sphärischen Dreieck  $ENB$  über  $\alpha$ . Es ist  $\cos \alpha = \sin \Delta \lambda \cdot \sin \varphi_1$ . In dem Dreieck  $SXB$ , das wegen seiner geringen Größe auch als ebenes Dreieck angesehen werden kann, ist  $\delta = 90^\circ - \alpha$ . Somit:

$$\sin \delta = \sin \Delta \lambda \cdot \sin \varphi_1.$$

Da  $\Delta \lambda \leq 7^\circ$ , ist  $\delta \leq 0.005$ , also eine Korrektur, die, falls überhaupt, dann nur bei größeren Entfernungen an dem Gesamtbetrag von  $SB$  anzubringen ist.

Der Hauptbetrag der Korrektur leitet sich erst aus dem Unterschied von  $SA$  und  $SB$  ab. In dem sphärischen Dreieck  $ENB$  ist:  $\sin c = \frac{\sin a}{\sin \alpha} = \frac{\sin a}{\cos \delta} = \frac{\sin a}{1 - \frac{\delta^2}{2}}$   
 $= \sin a \cdot \left(1 + \frac{\delta^2}{2}\right)$ . Wobei  $c = NB$  und  $a = NE$  gesetzt ist. Die Näherungen sind zulässig, da es sich um die Berechnung von Korrekturen handelt, für die eine Genauigkeit von 1% vollkommen ausreichend ist. Denn für den Gesamtbetrag der Koordinaten ist nur eine Fehlergrenze von 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub> zugrunde gelegt. Man erhält weiter:

$$\sin c - \sin a = \frac{\delta^2}{2} \cdot \sin a, \text{ da } c = a + \Delta y,$$

wobei  $\Delta y = AB$ ;

$$\cos a \cdot \Delta y = \left(\frac{\delta^2}{2} + \frac{\Delta y^2}{2}\right) \cdot \sin a,$$

$$\Delta y = \left(\frac{\delta^2}{2} + \frac{\Delta y^2}{2}\right) \cdot \operatorname{ctg} \varphi_1 \cong \frac{\delta^2}{2} \cdot \operatorname{ctg} \varphi_1,$$

falls  $\delta^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \varphi_1 \ll 1$  ist, d. h. unter Ausschluß der nahen Umgebung des Pols ( $\varphi_1 \leq 80^\circ$ ).

Somit berechnet sich nach Einsetzung des obigen Wertes für  $\delta \Delta y$  in km. Es ist  $\Delta y = \frac{R}{2} \cdot \sin^2 \Delta \lambda \cdot \sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_1$ .  $R$  = mittlerer Erdradius. Hauptkorrektur daher:

$$\Delta y = \frac{R}{4} \sin^2 \Delta \lambda \cdot \sin 2 \varphi_1.$$



Diese ist in der Tabelle 1 für verschiedene Breiten berechnet und in Fig. 2 graphisch dargestellt.

Sie ist (+) positiv in den Quadranten I und II, (—) negativ in III und IV. Sie muß in jedem Falle an den Wiechertschen  $b$ -Werten angebracht werden, falls die rechtwinkligen Koordinaten in einem System mit der Ordinate im Meridian durch den Ursprung berechnet werden sollen. Da nach Wiechert nur die Entfernung  $s$  bekannt ist, muß zur Bestimmung der  $x$ -Koordinate  $x = \sqrt{s^2 + y^2}$  gebildet werden. Hier liegen nun wirklich rechtwinklige Koordinaten vor; daher kann der Pythagoras in seiner vollen Bedeutung verwendet werden.

Wenn die Tabellen der Krümmungsradien des Erdsphäroids zur Verfügung stehen, wie sie z. B. in dem Handbuch der Vermessungskunde abgedruckt sind,

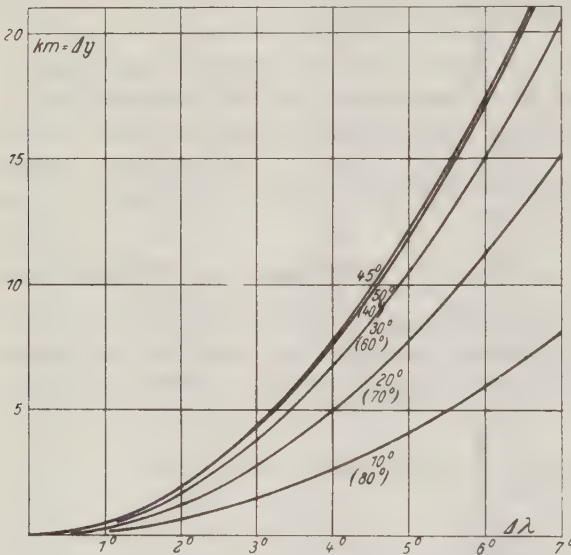


Fig. 2. Korrekturen, die bei dem Übergang vom Parallelkreis auf den Großkreis für rechtwinklige Koordinaten erforderlich sind

den. Das steht keineswegs im Widerspruch dazu, daß bei der Ordinate, also senkrecht dazu, eine Vertauschung beider zu den abgeleiteten, unzulässig hohen Abweichungen führt.

Die Ordinate  $y$  läßt sich sowohl aus der Tabelle von Wiechert, wie aus den Tabellen mittlerer Meridiankrümmungsradien zwischen  $S$  und  $A$ , multipliziert mit dem Breitenunterschied, mit gleichem Vorteil berechnen. Die Korrektur  $\Delta y$  erübrigt sich jedoch auch in diesen beiden Fällen nicht und muß in ihrem vollen Betrag angebracht werden. Die kleine Verbesserung  $\left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right)$  ist wiederum nur bei größeren Strecken erforderlich.

oder die Tables de l'Ellipsoïde de Référence internationale de l'Union Géo-désique[9], so kann die Berechnungsarbeit erheblich verkürzt werden. Man findet in den Tabellen die Abszisse  $x$  unmittelbar, wenn man bedenkt, daß der Unterschied  $EX$  gleich dem Abstand des Punktes  $S$  vom Meridian gesetzt werden kann. Dieser  $x$ -Wert ist bei 10/100 Genauigkeitsforderung in dem bereits abgegrenzten Bereich gleich der Parallelkreisbogenlänge multipliziert mit  $\Delta \lambda$ . In diesem Falle darf statt auf einem Großkreis längs des Parallelkreises gemessen werden.

## Teil II: Ausgleichung

**a) Die Berechnungsgrundlagen für das Ausgleichungsverfahren.** Erst wenn die Umrechnung der Stationsangaben auf rechtwinklige Koordinaten richtig durchgeführt worden ist, kann das eigentliche Ausgleichungsverfahren in Angriff genommen werden.

Die Notwendigkeit einer erneuten Durchrechnung zahlreicher z. T. bereits früher ausgewerteter Beben ist schon durch die Ausführungen des Teiles I begründet. Darüber hinaus sollen bei dieser Gelegenheit auch sämtliche neueren Beobachtungen an Nahbeben von dem Einfluß unsicherer hypothetischer Grundannahmen befreit werden.

Die fünf Werte: Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Herdzeit und drei Lage-Koordinaten sind die Unbekannten. Die Stationskoordinaten liegen fehlerfrei vor. Die Zeiteinsätze in den Seismogrammen sind die allein mit Fehlern behafteten Meßgrößen, welche zur Verfügung stehen. Das ist die den Voraussetzungen der Ausgleichungstheorie genau entsprechende Ausgangslage.

Bei den Anforderungen, die an exakte Rechnungen gestellt werden müssen, ist es nicht zulässig, etwa einen nach Gutdünken festgelegten Wert der Geschwindigkeit einzusetzen, mit diesem und einem unsicheren Epizentrum eine Laufzeitkurve aufzustellen, deren Werte dann als feststehende Größen anzusehen und eine Herdtiefenbestimmung mit ihnen gesondert vorzunehmen. Bei diesem Verfahren bekommt man kaum mehr heraus, als man hineingesteckt hat und wird außerdem noch zu einer Überschätzung der Genauigkeit verleitet. Auch werden die Besonderheiten jedes Bebens durch diese dogmatischen Festlegungen der Grundelemente unterdrückt, da nur wenige oder gar keine Wertveränderungen zugelassen sind. Somit besteht eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit dafür, daß aus der fünffachen Mannigfaltigkeit der Kombinationsmöglichkeiten der unbekannten Herdwerte bisher alle Werte immer zugleich richtig herausgeholt worden sind. Die viel zu niedrigen Genauigkeitsgrenzen für Herdtiefen, z. B. von  $\pm 1$  km und darunter, und der Geschwindigkeiten von  $\bar{P}$  von  $\pm 0.015$  km/sec sind eine notwendige Folge dieser Methode.

Eine Kritik der gleichen Art ist schon an verschiedenen Stellen ausgesprochen worden — besonders deutlich und sehr ausführlich in letzter Zeit von L. D. Leet [10, 11]. Auch bei H. P. Berlage [12] kann eine kritische Darstellung der Auswertungsverfahren, soweit sie sich dort schon auf Grund der herangezogenen Arbeiten übersehen ließen, nachgelesen werden.

Schon bei Beschränkung auf diese wenigen Hinweise zeigt sich die Notwendigkeit der Forderung nach einem von derartigen Fehlern freien Verfahren, dessen praktische Anwendung im folgenden abgeleitet wird.

In der Fig. 3 sei  $H$  der unbekannte Herd des Bebens, dessen Dimensionen im Vergleich mit den Stationsentfernungen zunächst als punktförmig angenommen werden sollen. (Abweichungen von dieser Annahme werden bei den folgenden

Rechnungen keineswegs unterdrückt, sondern gerade hierdurch sicher herausgeholt. Siehe z. B. III c.) Die unbekannten Herdkoordinaten seien  $x_0, y_0, z_0$ . Die Erdbebenstationen  $St$  haben die Werte  $x_n, y_n$  und  $z_n$ . Die Koordinate  $z_n$  ist, wie die Untersuchungen gezeigt haben, sowohl bei Berücksichtigung der Meereshöhe wie der Erdkrümmung ohne wesentlichen Einfluß auf die Resultate und kann bei Bezug auf eine mittlere Stationshöhe gleich Null gesetzt werden. Als Meßgrößen wurden die Ankunftszeiten der direkten  $\bar{P}$ - und  $\bar{S}$ -Wellen (nach Mohorovičić) herangezogen. Aus den Einsätzen dieser Wellen läßt sich in Verbindung mit den Stationskoordinaten die Berechnung der fünf Unbekannten  $x_0, y_0, z_0, v_{\bar{P}}$  (bzw.  $v_{\bar{S}}$ ) und  $t_0$  durchführen. Eine Verwendung der  $P_n$ -Einsätze

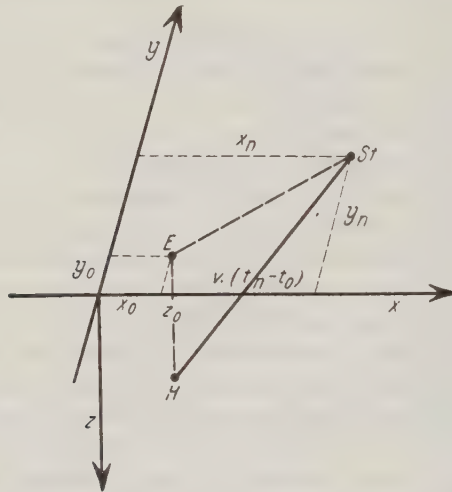


Fig. 3. Lage und Koordinaten von Herd, Epizentrum und Station

zur Ausgleichung ist wegen der Vermehrung der Unbekannten und des Ausfalls der Nahstationen infolge Unterschreitung der Zahl der notwendigen Gleichungen nicht in gleicher Weise möglich. Darüber hinaus erscheinen besonders alle übrigen bei Nahbeben vermuteten Welleneinsätze noch viel zu wenig gesichert, als daß es sich lohnen würde, auf diese ein genaueres und umfangreiches Rechenverfahren anzuwenden.

Aus der Fig. 3 ist abzulesen, daß:

$$\left. \begin{aligned} v \cdot (t_1 - t_0) &= \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + z_0^2} \\ v \cdot (t_2 - t_0) &= \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2} \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Man erhält somit ebenso viele Gleichungen, als Stationen vorhanden sind, von der Form:

$$F_n = \frac{1}{v} \sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + z_0^2} + t_0 - t_n = 0.$$

D. h. es muß in jedem Falle die Funktion der fünf Veränderlichen:

$$F_n = F_n(x_0, y_0, z_0, t_0, v) = 0$$

sein.

Falls die Zahl der Gleichungen  $F_1, F_2, \dots, F_n$  die Zahl der Unbekannten übertrifft, muß entsprechend der Unsicherheit der Zeitbestimmungen  $t_1, t_2, \dots, t_n$  mit Widersprüchen gerechnet werden. Die Funktionen werden dann nicht immer zugleich Null sein, sondern bei festen Werten der fünf Unbekannten für alle  $n$  Gleichungen irgendwelche Abweichungen aufweisen, die hier in Form der erforderlichen Verbesserungen  $v_1, v_2, \dots, v_n$  eingeführt werden. Es ist üblich, statt mit den Fehlern mit den Verbesserungen zu rechnen, die sich ja nur durch das Vorzeichen unterscheiden. Aus der Gesamtheit der Gleichungen wird so das *System der Fehlergleichungen* gebildet:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{1}{v} \cdot \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + z_0^2} + t_0 - t_1, \\ v_2 &= \frac{1}{v} \cdot \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2} + t_0 - t_2, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Die Methode der kleinsten Quadrate läßt sich aber auf diese Form der Funktionen nicht anwenden, da die Gleichungen in bezug auf die fünf Unbekannten nicht linear sind. Man ist daher genötigt, Näherungswerte einzusetzen und für die im Vergleich zum Gesamtwert kleinen Korrekturen die Funktion in eine Reihe zu entwickeln. Diese kann bei den ersten Gliedern abgebrochen werden, wodurch die erforderlichen linearen Gleichungen entstehen. Sollten nach der Ausrechnung der ersten Näherung die Korrekturen noch zu groß sein, so muß das Verfahren noch einmal wiederholt werden.

Die Näherungswerte des Erdbebenherdes seien:  $(x_0), (y_0), (z_0), (t_0)$  und  $(v)$ . Die unbekannten besten Herdwerte machen die Zufügung der kleinen ebenfalls unbekannten Korrekturen  $x, y, z, v, \tau$  erforderlich. Daher ist:

$$\begin{aligned} x_0 &= (x_0) + x, & y_0 &= (y_0) + y, & z_0 &= (z_0) + z, & v &= (v) + v, \\ & & & & & & & & t_0 &= (t_0) + \tau. \end{aligned}$$

Die Entwicklung in eine Taylorsche Reihe unter Fortlassung der Glieder höherer Ordnung ergibt:

$$\begin{aligned} F_1 &= F_{1(0)} + \frac{\partial F_{1(0)}}{\partial (x_0)} \cdot x + \frac{\partial F_{1(0)}}{\partial (y_0)} \cdot y + \frac{\partial F_{1(0)}}{\partial (z_0)} \cdot z + \frac{\partial F_{1(0)}}{\partial (v)} \cdot v + \frac{\partial F_{1(0)}}{\partial (t_0)} \cdot \tau, \\ F_2 &= F_{2(0)} + \frac{\partial F_{2(0)}}{\partial (x_0)} \cdot x + \frac{\partial F_{2(0)}}{\partial (y_0)} \cdot y + \frac{\partial F_{2(0)}}{\partial (z_0)} \cdot z + \frac{\partial F_{2(0)}}{\partial (v)} \cdot v + \frac{\partial F_{2(0)}}{\partial (t_0)} \cdot \tau, \\ &\dots \dots \dots \\ F_n &= F_{n(0)} + \frac{\partial F_{n(0)}}{\partial (x_0)} \cdot x + \frac{\partial F_{n(0)}}{\partial (y_0)} \cdot y + \frac{\partial F_{n(0)}}{\partial (z_0)} \cdot z + \frac{\partial F_{n(0)}}{\partial (v)} \cdot v + \frac{\partial F_{n(0)}}{\partial (t_0)} \cdot \tau. \end{aligned}$$





zienten behandelt. Die Tatsache, daß es sich mit drei Unbekannten wesentlich bequemer rechnen läßt als mit fünf, reicht zu einer Rechtfertigung dieses Verfahrens nicht aus.

**b) Praktische Handhabung des Verfahrens für fünf Unbekannte.** Aus den in der Anzahl beliebigen, jedoch mehr als fünf betragenden Fehlergleichungen [2] werden in bekannter Weise (siehe z. B. Jordan) die fünf *Normalgleichungen* zusammengestellt. Sie haben die Form:

$$\begin{aligned} [aa] \cdot x + [ab] \cdot y + [ac] \cdot z + [ad] \cdot v + [ae] \cdot \tau + [al] &= 0 \\ [ab] \cdot x + [bb] \cdot y + [bc] \cdot z + [bd] \cdot v + [be] \cdot \tau + [bl] &= 0 \\ [ac] \cdot x + [bc] \cdot y + [cc] \cdot z + [cd] \cdot v + [ce] \cdot \tau + [cl] &= 0 \\ [ad] \cdot x + [bd] \cdot y + [cd] \cdot z + [dd] \cdot v + [de] \cdot \tau + [dl] &= 0 \\ [ae] \cdot x + [be] \cdot y + [ce] \cdot z + [de] \cdot v + [ee] \cdot \tau + [el] &= 0. \end{aligned}$$

Hierzu kommt noch [ll] für die Berechnung des mittleren Fehlers. In diesem fünfzeiligen Schema werden zur Vermeidung von Schreiarbeit die unterhalb der Diagonale [aa], [bb], ..., [ee] stehenden Glieder fortgelassen, da sie zu den darüberstehenden symmetrisch angeordnet sind. Durch die eckigen Klammern [ ] werden die Summen der Koeffizientenprodukte ausgedrückt. Es bedeuten z. B.:

$$\begin{aligned} [aa] &= a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + \dots + a_n^2, \\ [ab] &= a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 + \dots + a_n b_n, \\ [el] &= e_1 l_1 + e_2 l_1 + e_3 l_3 + \dots + e_n l_n, \\ [ll] &= l_1^2 + l_2^2 + l_3^2 + \dots + l_n^2 \text{ usw.} \end{aligned}$$

Die Auflösung der fünf Gleichungen mit den fünf Unbekannten erfolgt nach einem von Gauß gegebenen Verfahren. Hierbei kommt eine besondere von ihm eingeführte Bezeichnungsweise zur Verwendung, welche außer einer erheblichen Verkürzung der Rechnungen zugleich den Vorteil enthält, daß der Koeffizient des letzten Guedes als Gewichtskoeffizient des mittleren Fehlers der zugehörigen Unbekannten erscheint und außerdem die verbesserte Fehlerquadratsumme erhalten wird. Da dieses Verfahren, von geodätischen Fachkreisen abgesehen, nur wenig geläufig ist, wird es im folgenden für fünf Unbekannte ausführlich mitgeteilt, zumal die genauen Angaben aller für die Rechnung notwendigen Einzelglieder auch in der Fachliteratur nicht immer zu finden sind. Darüber hinaus soll hiermit auch die Möglichkeit einer eingehenden Kontrolle und Nachrechnung sowie einer weiteren Anwendung dieses Verfahrens erleichtert werden.

Aus dem Schema (siehe S. 364) werden die folgenden *Endgleichungen* zur Ermittlung der fünf Unbekannten entnommen:

$$\left. \begin{aligned} [aa] \cdot x + [ab] \cdot y + [ac] \cdot z + [ad] \cdot v + [ae] \cdot \tau + [al] &= 0 \\ [bb \cdot 1] \cdot y + [bc \cdot 1] \cdot z + [bd \cdot 1] \cdot v + [be \cdot 1] \cdot \tau + [bl \cdot 1] &= 0 \\ [cc \cdot 2] \cdot z + [cd \cdot 2] \cdot v + [ce \cdot 2] \cdot \tau + [cl \cdot 2] &= 0 \\ [dd \cdot 3] \cdot v + [de \cdot 3] \cdot \tau + [dl \cdot 3] &= 0 \\ [ee \cdot 4] \cdot \tau + [el \cdot 4] &= 0. \end{aligned} \right\} (4)$$

*Schema der Auswertung von fünf Normalgleichungen*

$$[bb \cdot 1] = [bb] - \frac{[ab]}{[aa]} \cdot [ab],$$

$$[bc \cdot 1] = [bc] - \frac{[ab]}{[aa]} \cdot [ac],$$

$$[bd \cdot 1] = [bd] - \frac{[ab]}{[aa]} \cdot [ad],$$

$$[be \cdot 1] = [be] - \frac{[ab]}{[aa]} \cdot [ae],$$

$$[bl \cdot 1] = [bl] - \frac{[ab]}{[aa]} \cdot [al],$$

$$[dd \cdot 1] = [dd] - \frac{[ad]}{[aa]} \cdot [ad],$$

$$[de \cdot 1] = [de] - \frac{[ad]}{[aa]} \cdot [ae],$$

$$[dl \cdot 1] = [dl] - \frac{[ad]}{[aa]} \cdot [al],$$

$$[ee \cdot 1] = [ee] - \frac{[ae]}{[aa]} \cdot [ae],$$

$$[el \cdot 1] = [el] - \frac{[ae]}{[aa]} \cdot [al],$$

$$[cc \cdot 1] = [cc] - \frac{[ac]}{[aa]} \cdot [ac],$$

$$[cd \cdot 1] = [cd] - \frac{[ac]}{[aa]} \cdot [ad],$$

$$[ce \cdot 1] = [ce] - \frac{[ac]}{[aa]} \cdot [ae],$$

$$[cl \cdot 1] = [cl] - \frac{[ac]}{[aa]} \cdot [al],$$

$$[ll \cdot 1] = [ll] - \frac{[al]}{[aa]} \cdot [al],$$

$$[cc \cdot 2] = [cc \cdot 1] - \frac{[bc \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bc \cdot 1],$$

$$[cd \cdot 2] = [cd \cdot 1] - \frac{[bc \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bd \cdot 1],$$

$$[ce \cdot 2] = [ce \cdot 1] - \frac{[bc \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [be \cdot 1],$$

$$[cl \cdot 2] = [cl \cdot 1] - \frac{[bc \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bl \cdot 1],$$

$$[ee \cdot 2] = [ee \cdot 1] - \frac{[be \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [be \cdot 1],$$

$$[el \cdot 2] = [el \cdot 1] - \frac{[be \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bl \cdot 1],$$

$$[ll \cdot 2] = [ll \cdot 1] - \frac{[bl \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bl \cdot 1],$$

$$[dd \cdot 2] = [dd \cdot 1] - \frac{[bd \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bd \cdot 1],$$

$$[de \cdot 2] = [de \cdot 1] - \frac{[bd \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [be \cdot 1],$$

$$[dl \cdot 2] = [dl \cdot 1] - \frac{[bd \cdot 1]}{[bb \cdot 1]} \cdot [bl \cdot 1],$$

$$[dd \cdot 3] = [dd \cdot 2] - \frac{[cd \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [cd \cdot 2],$$

$$[de \cdot 3] = [de \cdot 2] - \frac{[cd \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [ce \cdot 2],$$

$$[dl \cdot 3] = [dl \cdot 2] - \frac{[cd \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [cl \cdot 2],$$

$$[ee \cdot 3] = [ee \cdot 2] - \frac{[ce \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [ce \cdot 2],$$

$$[el \cdot 3] = [el \cdot 2] - \frac{[ce \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [cl \cdot 2],$$

$$[ll \cdot 3] = [ll \cdot 2] - \frac{[cl \cdot 2]}{[cc \cdot 2]} \cdot [cl \cdot 2],$$

$$[ee \cdot 4] = [ee \cdot 3] - \frac{[de \cdot 3]}{[dd \cdot 3]} \cdot [de \cdot 3],$$

$$[el \cdot 4] = [el \cdot 3] - \frac{[de \cdot 3]}{[dd \cdot 3]} \cdot [dl \cdot 3],$$

$$[ll \cdot 4] = [ll \cdot 3] - \frac{[dl \cdot 3]}{[dd \cdot 3]} \cdot [dl \cdot 3],$$

$$[ll \cdot 5] = [ll \cdot 4] - \frac{[el \cdot 4]}{[ee \cdot 4]} \cdot [el \cdot 4].$$

Die nach der Ausgleichung noch übrigbleibende Fehlerquadratsumme  $[rr]$  ist gleich dem zuletzt bestimmten Glied  $[ll \cdot 5]$ .

Alle fünf Unbekannten lassen sich hieraus unmittelbar durch Einsetzen in der Reihenfolge von unten nach oben bestimmen. Bei dieser Zusammenstellung (4) sind *keine* Glieder (wie bei den Normalgleichungen S. 367; S. 369 usw.) fortgelassen.

Die mittleren Fehler der einzelnen Korrekturen (und somit auch aller fünf Herdwerte) ergeben sich dann unter Berücksichtigung ihrer verschiedenen Gewichte:

$$m_x = \sqrt{\frac{[vv]}{(n-m) \cdot [aa \cdot 4]}}; \quad m_y = \sqrt{\frac{[vv]}{(n-m) \cdot [bb \cdot 4]}};$$

$$m_z = \sqrt{\frac{[vv]}{(n-m) \cdot [cc \cdot 4]}}; \quad m_v = \sqrt{\frac{[vv]}{(n-m) \cdot [dd \cdot 4]}}; \quad m_e = \sqrt{\frac{[vv]}{(n-m) \cdot [ee \cdot 4]}};$$

wobei  $m = 5$  die Zahl der Unbekannten,  $n$  die Zahl der Stationen bedeutet. Eine gute Anleitung für die Berechnung der Gewichte der einzelnen Fehler  $[aa \cdot 4]$  usw. findet man in der Hütte und auch im Kohlrausch [20].

Durch Einsetzen der ermittelten Korrekturen in die Normalgleichungen und weiter in die Fehlergleichungen kann (bzw. muß) man sich von der Richtigkeit der Lösungsrechnung überzeugen. Sind die Korrekturen zu groß ausgefallen, so wird man zwischen den Fehlergleichungen (2) und (3) Differenzen finden, die darauf hinweisen, daß die erste Näherung nicht ausreichend gewesen ist, um die vereinfachte Reihenentwicklung der Funktion zu gewährleisten. Es muß dann noch eine weitere Näherung mit den verbesserten Herdkoordinaten durchgeführt werden. Um einwandfreie Ergebnisse zu erhalten, wurden bei den Beispielen oft mehrere Näherungen durchgerechnet. Von diesen Rechnungen ist jedoch hier immer nur die jeweilig letzte Ausgleichung eingehend aufgeführt worden.

**c) Vollständige Durchführung der Rechnung an einem Beispiel.** 1. Schwarz-wald-Beben II vom 30. Dezember 1935.  $36^{\circ}36'11.6''$ . (Nach Seismogrammauswertung von W. Hiller [15].)

Ursprung der rechtwinkligen Koordinaten:  $\lambda = 8^{\circ}0.0'$ ,  
 $\varphi = 48^{\circ}0.0'$ .

Bei diesem Beispiel war im Gegensatz zu den übrigen nicht genau das Näherungs-epizentrum als Ursprung gewählt worden. Es mußte daher nachträglich noch eine Verschiebung des Koordinatensystems vorgenommen werden.

#### Rechtwinklige Stationskoordinaten

	$x_n$	$y_n$	$(x_0) - x_n$	$(y_0) - y_n$
1. Straßburg . . . —	17.28 km	+ 65.0 km	+ 33.3 km	+ 4.0 km
2. Meßstetten . . . +	69.94 „	+ 20.65 „	— 53.9 „	+ 48.3 „
3. Stuttgart . . . +	87.72 „	+ 86.40 „	— 71.7 „	— 17.4 „
4. Heidelberg . . . +	52.34 „	+ 155.8 „	— 36.3 „	— 86.8 „
5. Basel . . . —	31.40 „	— 51.07 „	+ 47.4 „	+ 120.1 „
6. Ravensburg . . . +	120.9 „	— 22.85 „	— 104.9 „	+ 91.9 „
7. Zürich . . . +	43.88 „	— 70.03 „	— 27.9 „	+ 139.0 „
8. Neuchâtel . . . —	79.30 „	— 110.95 „	+ 95.3 „	+ 180.0 „
9. Chur . . . +	117.2 „	— 126.7 „	— 101.2 „	+ 195.7 „



Stationseinsätze von  $\bar{P}$

	$(z_0) - z_n$	Beben II	Beben I
1.	39.6 km	36 <sup>m</sup> 20.4 <sup>s</sup>	7 <sup>m</sup> 52.4 <sup>s</sup>
2.	40.0 „	26.4	58.0
3.	39.5 „	26.6	58.1
4.	39.3 „	29.5	8 <sup>m</sup> 1.5
5.	38.5 „	36.4	7.5
6.	38.4 „	37.8	9.5
7.	38.6 „	38.0	9.2
8.	36.8 „	48.5	19.7
9.	36.3 „	52.4	23.7

Die Erdkrümmung und die Stationshöhe, die in den Werten  $(z_0) - z_n$  enthalten sind, wurden bei den weiteren Beispielen nicht mehr berücksichtigt, da sie einen Einfluß von weniger als 10% auf die Ergebnisse verursachen. In der 3. und 4. Spalte sind abgesehen von dem Vorzeichenwechsel die Stationskoordinaten in bezug auf den Näherungsherd angegeben. Die fünf Näherungswerte waren:  $(x_0) = + 16.0$  km,  $(y_0) = + 69.0$  km,  $(z_0) = 40$  km,  $(t_0) = 3^h 36^m 11.30^s$ ,  $(v_{\bar{P}}) = 5.50$  km/sec.

Mit diesen Angaben sind die folgenden Rechnungen auf etwa 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub> (der Ablesegrenze des Rechenschiebers) genau durchgeführt worden, d. h. ungefähr zehnmal genauer, als die Endwerte überhaupt erhalten werden. Hierin liegt kein Widerspruch; sondern diese Maßnahme ist durch die Notwendigkeit einer rückwärts durchzuführenden Kontrolle der Rechnungen begründet. Bei ungenaueren Ausgangswerten würden sich bei den hinzukommenden vielfachen Multiplikationen und Divisionen bis zur Lösung der Normalgleichungen die Abrundungsfehler so stark auswirken, daß eine sichere Kontrolle der Resultate nicht mehr möglich wäre. Die Mitführung von 0.1 km und 0.01 sec bei den Rechnungen bedeutet also keineswegs, daß dieses auch die Fehlergrenzen sind. Hierfür ist allein nur die nach S. 365 durchzuführende Berechnung der mittleren Fehler maßgebend.

Mit dem Rechenschieber sind in dem Beispiel des Schwarzwaldbebens II (abgesehen von den Werten  $l_1, l_2, \dots, l_n$ , welche, um die entsprechende Genauigkeit von etwa 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub> zu erhalten, die Heranziehung der Logarithmentafel erforderten) folgende Werte der Koeffizienten nach S. 362 ermittelt worden:

$$\begin{aligned}
 a_1 &= +0.1163, & b_1 &= +0.0140, & c_1 &= +0.1388, & d_1 &= -1.716, & e_1 &= +1.00, & l_1 &= +0.334 \\
 a_2 &= -0.1186, & b_2 &= +0.1062, & c_2 &= +0.0879, & d_2 &= -2.736, & e_2 &= +1.00, & l_2 &= -0.064 \\
 a_3 &= -0.1558, & b_3 &= -0.0378, & c_3 &= +0.0857, & d_3 &= -2.770, & e_3 &= +1.00, & l_3 &= -0.084 \\
 a_4 &= -0.0648, & b_4 &= -0.1550, & c_4 &= +0.0702, & d_4 &= -3.373, & e_4 &= +1.00, & l_4 &= +0.338 \\
 a_5 &= +0.0640, & b_5 &= +0.1621, & c_5 &= +0.0520, & d_5 &= -4.450, & e_5 &= +1.00, & l_5 &= -0.603 \\
 a_6 &= -0.1320, & b_6 &= +0.1156, & c_6 &= +0.0483, & d_6 &= -4.790, & e_6 &= +1.00, & l_6 &= -0.198 \\
 a_7 &= -0.03455, & b_7 &= +0.1721, & c_7 &= +0.0478, & d_7 &= -4.855, & e_7 &= +1.00, & l_7 &= +0.015 \\
 a_8 &= +0.0837, & b_8 &= +0.1582, & c_8 &= +0.03233, & d_8 &= -6.85, & e_8 &= +1.00, & l_8 &= +0.431 \\
 a_9 &= -0.0824, & b_9 &= +0.1593, & c_9 &= +0.0296, & d_9 &= -7.38, & e_9 &= +1.00, & l_9 &= -0.500
 \end{aligned}$$

Diese Koeffizienten führen unmittelbar zu den Normalgleichungen für dieses Beben:

$$\begin{aligned} 0.0916 \cdot x - 0.00572 \cdot y - 0.0165 \cdot z + 1.322 \cdot v - 0.324 \cdot \tau + 0.1022 &= 0 \\ 0.1566 \cdot y + 0.0292 \cdot z - 4.05 \cdot v + 0.695 \cdot \tau - 0.1809 &= 0 \\ 0.0485 \cdot z - 2.09 \cdot v + 0.593 \cdot \tau + 0.01628 &= 0 \\ 197.2 \cdot v - 38.9 \cdot \tau + 2.98 &= 0 \\ 9.00 \cdot \tau - 0.331 &= 0 \\ [U] &= 1.076. \end{aligned}$$

Diese Normalgleichungen (fünf Gleichungen mit fünf Unbekannten) sind nach dem Schema S. 364 zu lösen. Nach Aufstellung der Endgleichungen (4) findet man hierbei folgende Korrektionswerte, von deren Richtigkeit man sich durch Einsetzen in die Normalgleichungen überzeugt:

$$\begin{aligned} x &= -1.30 \text{ km}, \quad y = +1.90 \text{ km}, \quad z = -3.3 \text{ km}, \\ v &= +0.065 \text{ km/sec}, \quad \tau = +0.34 \text{ sec}; \end{aligned}$$

außerdem die Summe der Fehlerquadrate nach der Ausgleichung:  $[vv] = 0.628$ . Die Gewichtskoeffizienten berechnen sich hierbei zu:  $[aa \cdot 4] = 0.0553$ ;  $[bb \cdot 4] = 0.0613$ ;  $[cc \cdot 4] = 0.00120$ ;  $[dd \cdot 4] = 3.29$ ;  $[ee \cdot 4] = 0.0525$ . Diese Werte sind ebenso wie die Fehlerquadrate immer positiv. Nach Anbringung der Korrekturen ergeben sich die wahrscheinlichsten Herdwerte dieses Bebens einschließlich der Fehlergrenzen:

$$\begin{aligned} x_0 &= +14.7 \text{ km } (\pm 1.7), \quad y_0 = +70.9 \text{ km } (\pm 1.6), \quad z_0 = 37 \text{ km } (\pm 11), \\ v_0 &= 5.57 \text{ km/sec } (\pm 0.22), \quad t_0 = 11.64 \text{ sec } (\pm 1.7). \end{aligned}$$

Da die Korrekturen nicht sehr groß sind, lassen sich die Stationszeitverbesserungen aus den Gleichungen (3) durch Einsetzen von  $x, y, z, v, \tau$  unmittelbar bestimmen. Es ist die für die einzelnen Stationen wahrscheinlichste Zeitverbesserung:

$$\begin{aligned} v_1 &= -0.020 \text{ sec}, \quad v_4 = +0.019 \text{ sec}, \quad v_7 = +0.253 \text{ sec}, \\ v_2 &= +0.164 \text{ „}, \quad v_5 = -0.500 \text{ „}, \quad v_8 = +0.411 \text{ „}, \\ v_3 &= -0.074 \text{ „}, \quad v_6 = +0.062 \text{ „}, \quad v_9 = -0.332 \text{ „}, \end{aligned}$$

Die Quadratsumme dieser Zahlen ist 0.629, eine Bestätigung der Ziffer, die vorher schon aus dem Rechenschema erhalten wurde. Die Summe aller Verbesserungen muß den Wert Null ergeben, was hier auch mit ausreichender Annäherung zutrifft. Die Genauigkeit bis auf 0.001 sec dient nur der Rechenkontrolle.

**Hauptwerte der Rechnungen für die herangezogenen Beben mit endgültigen Herdwerten, jeweiligen Fehlerbereichen und wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen.** 2. Schwarzwaldbeben I vom 30. Dezember 1935.  $3^h 7^m 42.3^s$ . Die Stationskoordinaten sind die gleichen wie vorher. Da für den Herd auch die

gleichen Näherungswerte eingesetzt wurden, außer  $t_0 = 3^h 7^m 42.50^s$ , sind auch die Koeffizienten der Normalgleichungen in diesem Fall die gleichen mit Ausnahme der  $l$ -Werte. Es ist daher zu ersetzen:

$$\begin{aligned} l_1 &= -0.466, & l_4 &= -0.462, & l_7 &= +0.015, \\ l_2 &= -0.464, & l_5 &= -0.503, & l_8 &= +0.431, \\ l_3 &= -0.384, & l_6 &= -0.698, & l_9 &= -0.600. \end{aligned}$$

An den vorhergehenden Normalgleichungen sind nur die letzten Werte jeder Zeile abzuändern. Diese müssen hier lauten:

$$[al] = +0.235, [bl] = -0.157, [cl] = -0.234, [dl] = +11.7, [el] = -3.13.$$

Außerdem ist hier  $[ll] = 2.08$ .

Die Ausrechnung führt dann zu den Korrekturen:

$$\begin{aligned} x &= -1.93 \text{ km}, & y &= +0.16 \text{ km}, & z &= +5.6 \text{ km}, \\ v &= -0.028 \text{ km/sec}, & \tau &= -0.23 \text{ sec}, & [vv] &\text{ wird } 0.65. \end{aligned}$$

Somit sind die endgültigen Herdwerte dieses Bebens einschließlich der Fehlergrenzen:

$$\begin{aligned} x_0 &= +14.1 \text{ km } (\pm 1.7), & y_0 &= +69.2 \text{ km } (\pm 1.6), & z_0 &= 46 \text{ km } (\pm 11), \\ v_{\bar{p}} &= 5.47 \text{ km/sec } (\pm 0.21), & t_0 &= 42.3 \text{ sec } (\pm 1.7). \end{aligned}$$

Die wahrscheinlichsten Zeitverbesserungen der einzelnen Stationen lauten hier:

$$\begin{aligned} v_1 &= -0.09 \text{ sec}, & v_4 &= -0.11 \text{ sec}, & v_7 &= +0.28 \text{ sec}, \\ v_2 &= +0.12 \text{ ,,}, & v_5 &= -0.42 \text{ ,,}, & v_8 &= +0.44 \text{ ,,}, \\ v_3 &= +0.24 \text{ ,,}, & v_6 &= -0.25 \text{ ,,}, & v_9 &= -0.27 \text{ ,,} \end{aligned}$$

*Bemerkungen.* Für die eingehendere Durchrechnung (1) wurde das Beben II gewählt, da bei dem Eliminationsverfahren bei I zufällig nur wenig von Null verschiedene Rechenwerte auftraten.

Der vielleicht unerwartet hohe Betrag des Fehlers der Herdzeit rührt von der Unsicherheit der Bestimmung der Herdtiefe und der Geschwindigkeit her.

Die Ausgleichung der beiden Beben war zunächst mit Einschluß der Station Karlsruhe vorgenommen worden. Für diese ergab sich jedoch bei I eine Verbesserung von  $-3.5$  sec, für II eine solche von  $-3.6$  sec. Da hier offensichtlich ein grober Fehler in der Zeitbestimmung vorliegt, wurden die weiteren Ausgleichungen ohne diese Station durchgeführt. Es sei noch betont, daß das Gesamtergebn nach Weglassung dieser Station nicht merklich beeinflusst wurde. Daß diese Station herausfällt, ist schon von W. Hiller [15] vermutet worden. Der genaue Betrag kann jedoch erst bei einer Ausgleichung festgestellt werden.

3. Beben von Nord-Brabant am 20. November 1932.  $23^{\text{h}}36^{\text{m}}47.5^{\text{s}}$ . (Nach Seismogramm-Auswertung von R. H. Gees [3].) Koordinatensprung:  $\lambda = 6^{\circ}0.0'$ ;  $\varphi = 51^{\circ}0.0'$ .

Rechtwinklige Stationskoordinaten			$\bar{P}$ -Einsätze
	$x_n$	$y_n$	
1. De Bilt . . . . .	— 56.0 km	+ 122.8 km	$37^{\text{m}}$ 3.9 <sup>s</sup>
2. Uccle . . . . .	— 115.7 „	— 21.0 „	13.7
3. Frankfurt . . . . .	+ 174.9 „	— 84.3 „	39.3
4. Göttingen . . . . .	+ 275.1 „	+ 68.3 „	49.0
5. Helgoland . . . . .	+ 123.5 „	+ 355.9 „	51.0
6. Karlsruhe . . . . .	+ 176.3 „	— 218.5 „	56.9
7. Hamburg . . . . .	+ 263.8 „	+ 292.1 „	$38^{\text{m}}$ 0.5
8. Paris . . . . .	— 257.6 „	— 237.8 „	1.1
9. Jena . . . . .	+ 392.2 „	+ 7.5 „	9.8
10. Zürich . . . . .	+ 195.1 „	— 400.8 „	26.9

Näherungsannahmen für die Herdkoordinaten:  $(x_0) = -36.0$  km,  $(y_0) = +68.0$  km,  $(z_0) = 40$  km,  $(v_{\bar{P}}) = 5.50$  km/sec,  $(t_0) = 36^{\text{m}}47.2^{\text{s}}$ .

Hiermit werden folgende Normalgleichungen berechnet:

$$\begin{aligned}
 0.159 \cdot x + 0.00412 \cdot y - 0.00525 \cdot z + 9.20 \cdot v - 0.653 \cdot \tau + 0.315 &= 0 \\
 0.154 \cdot y - 0.00183 \cdot z - 4.79 \cdot v + 0.306 \cdot \tau - 0.242 &= 0 \\
 0.01733 \cdot z - 2.41 \cdot v + 0.323 \cdot \tau - 0.048 &= 0 \\
 1285 \cdot v - 105.1 \cdot \tau + 41.8 &= 0 \\
 + 10.0 \cdot \tau - 3.18 &= 0 \\
 [U] &= 3.58.
 \end{aligned}$$

Endgültige Herdwerte nach Einsetzen der Korrekturen, die als Lösungen dieser Normalgleichungen erhalten wurden:

$$\begin{aligned}
 x &= -36.0 \text{ km } (\pm 3.0), \quad y = +69.5 \text{ km } (\pm 2.5), \quad v_{\bar{P}} = 5.48 \text{ km/sec } (\pm 0.11), \\
 z &= 35 \text{ km } (\pm 18), \quad t_0 = 47.5 \text{ sec } (\pm 1.7), \quad [vv] = 2.10.
 \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Verbesserungen der Stationszeitangaben:

$$\begin{aligned}
 v_1 &= -0.20 \text{ sec}, \quad v_5 = +0.56 \text{ sec}, \quad v_9 = +0.68 \text{ sec}, \\
 v_2 &= +0.43 \text{ „}, \quad v_6 = -0.07 \text{ „}, \quad v_{10} = -0.02 \text{ „}, \\
 v_3 &= +0.06 \text{ „}, \quad v_7 = -0.67 \text{ „}, \\
 v_4 &= -0.57 \text{ „}, \quad v_8 = -0.47 \text{ „}
 \end{aligned}$$

*Bemerkungen.* Rechnet man in der erwähnten Arbeit [3] für die dort nach dem Laufzeitverfahren angegebenen Herdwerte die übrigbleibenden Stationsverbesserungen aus, so erhalten von den 10 Stationen 4 einen Fehler von 1 sec und darüber. Die Fehlerquadratsumme wird dort etwa 3.5mal größer als hier. Es leuchtet daher auch ohne weitere Erklärungen ein, daß die durch die Ausgleichung gefundenen Herdwerte dem wirklichen Bebenvorgang wesentlich besser entsprechen. Zum Vergleich der Tabellen der dort ausgeführten Berechnung der rechtwinkligen Stationskoordinaten ist auch hier das gleiche Näherungsepizentrum



gewählt worden. Die Fehler in den Ortsangaben von Göttingen und Hamburg von 7.5 km, für Jena von 14.7 km dürften schon für sich allein gesehen die Zulänglichkeit der Endergebnisse in [3] erheblich beeinträchtigen.

4. *Beben von Oberschwaben vom 27. Juni 1935.* Beben I  $17^h 19^m 31.8^s$ . (Nach Seismogramm-Auswertung von W. Hiller [15]). Koordinatensprung:  $\lambda = 9^\circ 28.0'$ ;  $\varphi = 48^\circ 2.5'$ .

Rechtwinklige Stationskoordinaten			$\bar{P}$ -Einsätze
	$x_n$	$y_n$	
1. Ravensburg . . . +	11.00 km	— 28.71 km	$19^m$ 38.0 <sup>s</sup>
2. Meßstetten . . . —	37.49 „	+ 15.70 „	39.8
3. Stuttgart . . . —	20.13 „	+ 81.12 „	46.1
4. Zürich . . . . . —	66.91 „	— 74.44 „	49.0
5. Chur . . . . . +	5.28 „	— 132.5 „	54.8
6. Straßburg . . . —	125.47 „	+ 61.76 „	56.1
7. München . . . +	159.4 „	+ 13.80 „	59.5
8. Neuchâtel . . . —	190.9 „	— 112.9 „	$20^m$ 9.5
9. Basel . . . . . —	141.8 „	— 54.0 „	—

Näherungsannahmen für den Herd:

$(x_0) = 0.0$  km,  $(y_0) = 0.0$  km,  $(z_0) = 20$  km,  $(v_{\bar{P}}) = 5.80$  km/sec,  $(t_0) = 31.70$  sec.

Normalgleichungen:

$$\begin{aligned}
 0.1119 \cdot x - 0.00507 \cdot y + 0.01869 \cdot z - 1.957 \cdot v + 0.3685 \cdot \tau + 0.08095 &= 0 \\
 0.1064 \cdot y + 0.00941 \cdot z - 0.901 \cdot v + 0.2006 \cdot \tau + 0.0456 &= 0 \\
 0.01929 \cdot z - 0.820 \cdot v + 0.3908 \cdot \tau + 0.01186 &= 0 \\
 + 118.9 \cdot v - 27.6 \cdot \tau - 4.63 &= 0 \\
 8.00 \cdot \tau + 0.853 &= 0 \\
 [l] &= 0,592.
 \end{aligned}$$

Endgültige Herdwerte nach der Ausgleichung:

$x_0 = -0.2$  km ( $\pm 1.0$ ),  $y_0 = -0.4$  km ( $\pm 1.2$ ),  $z_0 = 21$  km ( $\pm 10$ ),  
 $v_{\bar{P}} = 5.856$  km/sec ( $\pm 0.16$ ),  $t_0 = 31.77$  sec ( $\pm 1.0$ ),  $[vr] = 0.37$ .

Wahrscheinlichste Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{aligned}
 v_1 &= +0.11 \text{ sec}, & v_4 &= +0.13 \text{ sec}, & v_7 &= -0.14 \text{ sec}, \\
 v_2 &= -0.25 \text{ „}, & v_5 &= -0.15 \text{ „}, & v_8 &= +0.18 \text{ „}, \\
 v_3 &= +0.37 \text{ „}, & v_6 &= -0.26 \text{ „}, & &
 \end{aligned}$$

5. *Oberschwaben-Beben I;  $\bar{S}$ -Einsätze.* Koordinatensprung und Stationskoordinaten wie bei  $\bar{P}$ . Stationseinsätze:

1. $19^m$ 42.1 <sup>s</sup>	4. $20^m$ 1.7 <sup>s</sup>	9. $20^m$ 16.3 <sup>s</sup>
2. 45.4	7. 18.5	
3. 57.0	8. 36.6	

Näherungsannahmen für den Herd:

$$(x_0) = + 1.0 \text{ km}, \quad (y_0) = - 1.0 \text{ km}, \quad (z_0) = 19 \text{ km}, \quad v_{\bar{s}} = 3.50 \text{ km/sec}, \\ (t_0) = 92.00 \text{ sec.}$$

Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} 0.316 \cdot x + 0.0464 \cdot y + 0.0359 \cdot z - 6.81 \cdot \nu + 0.648 \cdot \tau - 0.342 &= 0 \\ 0.208 \cdot y + 0.0231 \cdot z - 3.56 \cdot \nu + 0.275 \cdot \tau - 0.254 &= 0 \\ + 0.0476 \cdot z - 3.10 \cdot \nu + 0.482 \cdot \tau - 0.158 &= 0 \\ 801 \cdot \nu - 65.8 \cdot \tau + 43.1 &= 0 \\ 7.00 \cdot \tau - 3.49 &= 0 \\ [U] &= 2.426. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Herdwerte nach der Ausgleichung:

$$x_0 = - 0.2 \text{ km } (\pm 0.4), \quad y_0 = + 0.5 \text{ km } (\pm 0.5), \quad z_0 = 16 \text{ km } (\pm 4), \\ v_{\bar{s}} = 3.47 \text{ km/sec } (\pm 0.03), \quad t_0 = 32.37 \text{ sec } (\pm 0.6), \quad [vv] = 0.065.$$

Wahrscheinlichste Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{aligned} v_1 &= + 0.059 \text{ sec}, \quad v_4 = - 0.081 \text{ sec}, \quad v_9 = + 0.165 \text{ sec.} \\ v_2 &= - 0.116 \text{ „}, \quad v_5 = - 0.052 \text{ „}, \\ v_3 &= + 0.073 \text{ „}, \quad v_8 = - 0.063 \text{ „} \end{aligned}$$

6. *Beben II von Oberschwaben vom 28. Juni 1935.* 9<sup>b</sup>9<sup>m</sup>34.8<sup>s</sup>. Koordinaten-  
ursprung und Stationskoordinaten wie bei  $\bar{P}$ . Stationseinsätze für  $\bar{S}$ :

1. 9 <sup>m</sup> 43.7 <sup>s</sup>	5. 10 <sup>m</sup> 12.8 <sup>s</sup>	9. 10 <sup>m</sup> 18.2 <sup>s</sup>
2. 47.2	7. 20.5	
3. 59.0	8. 38.4	

Näherungsannahmen für den Herd:

$$(x_0) = + 1.0 \text{ km}, \quad (y_0) = - 1.0 \text{ km}, \quad (z_0) = 10 \text{ km}, \quad (v_{\bar{s}}) = 3.50 \text{ km/sec}, \\ (t_0) = 34.80 \text{ sec.}$$

Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} 0.292 \cdot x - 0.00399 \cdot y + 0.0137 \cdot z - 5.17 \cdot \nu + 0.455 \cdot \tau + 0.0700 &= 0 \\ 0.265 \cdot y + 0.0163 \cdot z - 4.91 \cdot \nu + 0.371 \cdot \tau - 0.1255 &= 0 \\ 0.01524 \cdot z - 1.633 \cdot \nu + 0.2627 \cdot \tau - 0.00855 &= 0 \\ 837.5 \cdot \nu - 67.4 \cdot \tau + 5.07 &= 0 \\ + 7.00 \cdot \tau - 0.365 &= 0 \\ [U] &= 0.2026. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Herdwerte nach der Ausgleichung:

$$x_0 = - 0.3 \text{ km } (\pm 0.5), \quad y_0 = + 0.4 \text{ km } (\pm 0.5), \quad z_0 = 9 \text{ km } (\pm 7), \\ v_{\bar{s}} = 3.496 \text{ km/sec } (\pm 0.04), \quad t_0 = 34.84 \text{ sec } (\pm 0.7), \quad [vv] = 0.103.$$

Wahrscheinlichste Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{aligned} v_1 &= + 0.099 \text{ sec}, \quad v_5 = - 0.122 \text{ sec}, \quad v_9 = + 0.194 \text{ sec.} \\ v_2 &= - 0.175 \text{ „}, \quad v_7 = - 0.029 \text{ „}, \\ v_3 &= + 0.082 \text{ „}, \quad v_8 = - 0.051 \text{ „} \end{aligned}$$

*Bemerkungen zu den vorhergehenden drei Berechnungen:*

7 Stationen ist die Mindestzahl, die für die Ausgleichungen hier als erforderlich angesehen wurde. Die sehr geringe übrigbleibende Fehlerquadratsumme der letzten beiden Auswertungen der Stationseinsatzzeiten kann sowohl durch eine gute Ablesbarkeit und Auswertung wie auch zum Teil durch die kleine Stationszahl gegenüber der Zahl der Unbekannten erklärt werden. Da die Fehlertheorie an einen größeren Überschuß von Messungen gebunden ist, soll den Angaben der Fehlerbereiche bei diesen beiden Beispielen keine allzu große Bedeutung beigemessen werden.

Im Fall 4 bis 6 wurden kleine Korrekturen infolge Stationshöhe und Erdkrümmung bereits in den Einsatzzeiten angebracht. Die Möglichkeiten hierzu gaben vorangegangene, hier nicht aufgeführte Ausgleichungen, mit denen schon recht gute Näherungen berechnet worden waren. Ihre Auswirkung lag wegen der geringen Größe (0.1 sec und kleiner) wieder weit unterhalb der Fehlergrenze der Resultate.

7. *Beben von Oberitalien (Karnische Alpen) vom 8. Juni 1934.*  $3^h17^m2.6^s$ .  
(Nach Seismogramm-Auswertung von P. Caloi [5].) Koordinatenursprung:  
 $\lambda = 12^\circ28.0'$ ;  $\varphi = 46^\circ18.0'$ .

	Rechtwinklige Stationskoordinaten		Stationseinsätze:	
	$x_n$	$y_n$	$\bar{P}$	$\bar{S}$
1. Treviso . . . . .	— 17.2 km	— 70.4 km	17 <sup>m</sup> 14.2 <sup>s</sup>	17 <sup>m</sup> 23.3 <sup>s</sup>
2. Venedig . . . . .	— 10.1 „	— 96.8 „	18.0	30.8
3. Padua . . . . .	— 46.6 „	— 99.8 „	20.2	34.5
4. Triest . . . . .	+ 100.2 „	— 72.2 „	22.3	38.6
5. München . . . . .	— 63.9 „	+ 205.6 „	41.8	18 <sup>m</sup> 6.6
6. Chur . . . . .	— 223.4 „	+ 65.2 „	44.9	12.4
7. Piacenza . . . . .	— 216.0 „	— 136.8 „	48.0	18.7
8. Ravensburg . . . . .	— 213.8 „	+ 168.8 „	50.1	22.8
9. Zagreb . . . . .	+ 273.1 „	— 47.9 „	50.3	25.3
10. Prato . . . . .	— 110.4 „	— 267.6 „	52.6	29.7
11. Florenz . . . . .	— 97.4 „	— 279.6 „	54.6	31.5
12. Zürich . . . . .	— 293.5 „	+ 125.9 „	58.2	38.1
13. Wien . . . . .	+ 289.3 „	+ 223.6 „	18 <sup>m</sup> 4.6	49.4
14. Stuttgart . . . . .	— 240.7 „	+ 279.7 „	7.5	54.0
15. Neuchâtel . . . . .	— 418.5 „	+ 93.8 „	15.8	19 <sup>m</sup> 10.1

Näherungsannahmen für den Herd:

$\langle x_0 \rangle = 0.0$  km,  $\langle y_0 \rangle = 0.0$  km,  $\langle z_0 \rangle = 30$  km,  $\langle v_{\bar{P}} \rangle = 5.70$  km/sec,  $\langle t_0 \rangle = 2.0$  sec.

Dieser Ansatz führte sowohl für  $\bar{P}$  wie für  $\bar{S}$  (bei der Näherungsannahme  $v_{\bar{S}} = 3.40$  km/sec) zu starken negativen Korrekturen: — 40 km bzw. — 110 km für  $z_0$ . Da für so hohe negative Korrekturen kein realer physikalischer Grund zu erkennen ist, kann in diesen zunächst nur ein Hinweis auf eine sehr geringe Herdtiefe gesehen werden. Die Größe dieser an sich unsinnigen Werte, welche den Herd über die Erdoberfläche verlegen würden, spricht jedoch keineswegs gegen die Ausgleichungsmethode; denn diese ist, wie zu Beginn vorausgesetzt wurde, nur zulässig, wenn die Korrektionswerte klein gegenüber dem Grundwert sind, was hier nicht zutrifft.

Diesem Umstand ist in dem Ansatz von vornherein dadurch Rechnung zu tragen, daß  $z = 0$  als Voraussetzung eingeführt wird. Es sind dann Normalgleichungen für vier Unbekannte aufzustellen. Diese lauten hier für die  $\bar{P}$ -Wellen:

$$\begin{aligned} 0.226 \cdot x - 0.0186 \cdot y - 6.96 \cdot \nu + 0.758 \cdot \tau - 0.874 &= 0, \\ 0.286 \cdot y + 0.496 \cdot \nu + 0.386 \cdot \tau + 0.803 &= 0, \\ 1028 \cdot \nu - 114.6 \cdot \tau + 1.19 &= 0, \\ + 15.0 \cdot \tau + 0.57 &= 0, \\ [ll] &= 19.61. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Herdwerte nach der Ausgleichung:

$$\begin{aligned} x_0 &= + 4.6 \text{ km } (\pm 2.5), & y_0 &= - 4.2 \text{ km } (\pm 2.8), & v_{\bar{P}} &= 5.79 \text{ km/sec } (\pm 0.11), \\ t_0 &= 2.55 \text{ sec } (\pm 0.9); & [vv] &= 12.56. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{array}{lll} v_1 = + 0.31 \text{ sec}, & v_6 = - 1.18 \text{ sec}, & v_{11} = - 1.33 \text{ sec}, \\ v_2 = + 0.72 \text{ ,,} & v_7 = - 1.02 \text{ ,,} & v_{12} = + 0.47 \text{ ,,} \\ v_3 = + 1.06 \text{ ,,} & v_8 = + 0.59 \text{ ,,} & v_{13} = + 0.80 \text{ ,,} \\ v_4 = + 0.44 \text{ ,,} & v_9 = - 0.88 \text{ ,,} & v_{14} = - 0.17 \text{ ,,} \\ v_5 = - 1.22 \text{ ,,} & v_{10} = - 0.47 \text{ ,,} & v_{15} = + 1.78 \text{ ,,} . \end{array}$$

8. *Auswertung der  $\bar{S}$ -Einsätze.* Koordinaten und Nullpunkt wie bei  $\bar{P}$ . Mit den gleichen Näherungsannahmen wie dort, außer für  $t_0 = 3.0 \text{ sec}$  und  $(v_{\bar{S}}) = 3.40 \text{ km/sec}$ , werden folgende Normalgleichungen für vier Elemente abgeleitet:

$$\begin{aligned} 0.634 \cdot x - 0.0382 \cdot y - 32.8 \cdot \nu + 1.27 \cdot \tau - 1.71 &= 0 \\ 0.666 \cdot y + 2.35 \cdot \nu + 0.647 \cdot \tau + 0.527 &= 0 \\ 8134 \cdot \nu - 322 \cdot \tau + 193 &= 0 \\ + 15.0 \cdot \tau - 4.82 &= 0 \\ [ll] &= 18.39. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Herdwerte nach der Ausgleichung:

$$\begin{aligned} x_0 &= + 1.8 \text{ km } (\pm 1.2), & y_0 &= + 1.2 \text{ km } (\pm 1.3), & v_{\bar{S}} &= 3.32 \text{ km/sec } (\pm 0.03), \\ t_0 &= 1.89 \text{ sec } (\pm 0.7). & [vv] &= 8.12. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{array}{lll} v_1 = + 0.35 \text{ sec}, & v_6 = - 0.47 \text{ sec}, & v_{11} = - 0.45 \text{ sec}, \\ v_2 = + 0.30 \text{ ,,} & v_7 = + 0.31 \text{ ,,} & v_{12} = - 0.19 \text{ ,,} \\ v_3 = + 0.61 \text{ ,,} & v_8 = + 0.80 \text{ ,,} & v_{13} = + 1.55 \text{ ,,} \\ v_4 = - 0.25 \text{ ,,} & v_9 = - 0.95 \text{ ,,} & v_{14} = - 1.20 \text{ ,,} \\ v_5 = - 0.53 \text{ ,,} & v_{10} = - 0.65 \text{ ,,} & v_{15} = + 0.84 \text{ ,,} . \end{array}$$

*Bemerkungen.* Wenn die aus  $\bar{P}$  und  $\bar{S}$  berechneten Lagekoordinaten des Herdes nicht innerhalb des Fehlerbereiches zusammenfallen, so kann das unter anderem darauf zurückgeführt werden, daß bei den verhältnismäßig großen Ab-



messungen dieses Herdes (siehe auch III, c) die mittleren Ursprungspunkte beider Wellenarten an verschiedenen Stellen des Herdraumes gelegen haben. Demgegenüber liefern die mehr punktförmig konzentrierten Herdvorgänge nach den Berechnungen mit beiden Wellen gut übereinstimmende Herdkoordinaten (Beben von Oberschwaben und Bodenseebeben).

9. Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930.  $23^{\text{h}}27^{\text{m}}7.4^{\text{s}}$ . (Nach Seismogramm-Auswertungen von H. Gräfe [4].) Koordinatenursprung:  $\lambda = 10^{\circ}45.0'$ ;  $\varphi = 47^{\circ}25.0'$ .

	Rechtwinklige Stationskoordinaten		Stationseinsätze:	
	$x_n$	$y_n$	$\bar{P}$	$\bar{S}$
1. Innsbruck . . . . .	+ 49.0 km	— 17.04 km	27 <sup>m</sup> 18.7 <sup>s</sup>	27 <sup>m</sup> — <sup>s</sup>
2. Ravensburg . . . . .	— 85.1 „	+ 41.4 „	25.2	33.5
3. München . . . . .	+ 63.9 „	+ 81.45 „	27.4	—
4. Chur . . . . .	— 92.5 „	— 62.28 „	24.7	36.7
5. Nördlingen . . . . .	— 19.12 „	+ 159.3 „	36.5	—
6. Zürich . . . . .	— 164.0 „	— 3.07 „	36.4	53.1
7. Hohenheim . . . . .	— 113.1 „	+ 145.7 „	39.8	—
8. Stuttgart . . . . .	— 114.4 „	+ 151.7 „	40.7	28 <sup>m</sup> 1.2
9. Karlsruhe . . . . .	— 171.1 „	+ 179.8 „	52.0	—
10. Venedig . . . . .	+ 123.5 „	— 219.7 „	54.6	—
11. Straßburg . . . . .	— 220.0 „	+ 134.1 „	53.6	22.4
12. Heidelberg . . . . .	— 147.2 „	+ 222.4 „	55.0	24.0
13. Neuchâtel . . . . .	— 288.4 „	— 39.6 „	56.8	31.0
14. Eger . . . . .	+ 117.0 „	+ 297.8 „	28 <sup>m</sup> 4.0	40.0
15. Ljubljana . . . . .	+ 291.5 „	— 144.9 „	6.1	41.8
16. Frankfurt . . . . .	— 163.7 „	+ 313.8 „	10.4	48.0
17. Graz . . . . .	+ 356.7 „	— 27.2 „	9.5	50.9
18. Jena . . . . .	+ 58.6 „	+ 391.7 „	18.0	—
19. Florenz . . . . .	+ 40.9 „	— 404.3 „	19.2	29 <sup>m</sup> 6.0
20. Wien . . . . .	+ 416.5 „	+ 107.3 „	23.9	12.8
21. Zagreb . . . . .	+ 406.4 „	— 164.5 „	25.3	14.5
22. Leipzig . . . . .	+ 114.6 „	+ 437.0 „	—	17.6
23. Göttingen . . . . .	— 54.5 „	+ 459.6 „	29.9	20.1

Für die Ausgleichung der  $\bar{P}$ -Einsätze wurden sämtliche Stationen außer Nr. 22. verwendet.

Näherungsannahmen:

$$(x_0) = -4.0 \text{ km}, \quad (y_0) = -2.0 \text{ km}, \quad (z_0) = 25 \text{ km}, \quad (v_{\bar{P}}) = 5.70 \text{ km/sec}, \\ (t_0) = 8.00 \text{ sec.}$$

Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} 0.334 \cdot x - 0.0951 \cdot y + 0.00653 \cdot z + 2.05 \cdot v + 0.1897 \cdot \tau + 0.2918 &= 0 \\ 0.3278 \cdot y - 0.02084 \cdot z + 8.89 \cdot v - 1.103 \cdot \tau - 0.2137 &= 0 \\ 0.01567 \cdot z - 2.97 \cdot v + 0.485 \cdot \tau + 0.1107 &= 0 \\ 1804 \cdot v - 181.9 \cdot \tau - 39.38 &= 0 \\ 22.0 \cdot \tau + 5.12 &= 0 \\ [U] &= 21.88. \end{aligned}$$

Wahrscheinlichste Werte nach der Ausgleichung:

$$x_0 = -4.7 \text{ km } (\pm 2.4), \quad y_0 = -2.5 \text{ km } (\pm 2.2), \quad z_0 = 31 \text{ km } (\pm 38), \\ v_{\bar{P}} = 5.68 \text{ km/sec } (\pm 0.15), \quad t_0 = 7.42 \text{ sec } (\pm 2.0). \quad [vv] = 20.38.$$

Der verhältnismäßig hohe Betrag der Fehlerquadratsumme ist durch die große und geometrisch einseitige Ausdehnung des Herdes bedingt (siehe S. 383). Es besteht daher Veranlassung zu dem Hinweis, daß die wirklichen Fehlergrenzen ganz erheblich kleiner sind als sich hier rein formal bei Voraussetzung eines punktförmigen Herdes ergibt.

Die wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen sind:

$$\begin{array}{lll} v_1 = -0.1 \text{ sec}, & v_9 = -0.8 \text{ sec}, & v_{17} = +1.95 \text{ sec}, \\ v_2 = -0.8 \text{ „}, & v_{10} = -2.4 \text{ „}, & v_{18} = -0.1 \text{ „}, \\ v_3 = -0.1 \text{ „}, & v_{11} = -0.9 \text{ „}, & v_{19} = -0.3 \text{ „}, \\ v_4 = +2.2 \text{ „}, & v_{12} = -0.4 \text{ „}, & v_{20} = +0.4 \text{ „}, \\ v_5 = +0.1 \text{ „}, & v_{13} = +1.3 \text{ „}, & v_{21} = +0.2 \text{ „}, \\ v_6 = -0.4 \text{ „}, & v_{14} = +0.7 \text{ „}, & v_{23} = -0.4 \text{ „}, \\ v_7 = +0.4 \text{ „}, & v_{15} = -0.5 \text{ „}, & \\ v_8 = +0.5 \text{ „}, & v_{16} = -0.4 \text{ „}, & \end{array}$$

10. *Ausgleichung der  $\bar{S}$ -Einsätze.* Stationskoordinaten wie bei  $\bar{P}$ . Stations-einsätze, siehe 9. Die Ausgleichung führte zunächst ähnlich wie in dem Fall des Karnischen Bebens zu stark negativen Korrekturen von  $z$ :  $-44 \text{ km}$ . Daher wurde für diese Wellen die Voraussetzung  $z = 0$  in die Ausgangsgleichungen verlegt.

Näherungsannahmen:

$$(x_0) = 0.0 \text{ km}, \quad (y_0) = 0.0 \text{ km}, \quad (v_{\bar{S}}) = 3.40 \text{ km/sec}, \quad (t_0) = 5.0 \text{ sec}.$$

Die Normalgleichungen für vier Unbekannte lauten dann:

$$\begin{array}{rclclcl} 0.771 \cdot x - 0.154 \cdot y + & 10.6 \cdot v + & 0.527 \cdot \tau + & 0.650 = & 0 \\ & 0.615 \cdot y + & 33.6 \cdot v - & 1.18 \cdot \tau - & 0.339 = & 0 \\ & & 12956 \cdot v - 427 \cdot \tau + & 133.1 = & 0 \\ & & & 16.0 \cdot \tau - & 5.09 = & 0 \\ & & & & [U] = & 12.90. \end{array}$$

Wahrscheinlichste Herdwerte nach der Ausgleichung:

$$x_0 = +1.8 \text{ km } (\pm 1.6), \quad y_0 = +0.7 \text{ km } (\pm 1.3), \quad v_{\bar{S}} = 3.42 \text{ km/sec } (\pm 0.04), \\ t_0 = 6.08 \text{ sec } (\pm 1.0). \quad [vv] = 9.39.$$

Die wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen sind:

$$\begin{array}{llll} v_2 = -0.30 \text{ sec}, & v_{11} = -1.73 \text{ sec}, & v_{15} = -0.23 \text{ sec}, & v_{20} = -0.48 \text{ sec}, \\ v_4 = +1.62 \text{ „}, & v_{12} = -0.45 \text{ „}, & v_{16} = +0.90 \text{ „}, & v_{21} = +0.16 \text{ „}, \\ v_6 = +0.29 \text{ „}, & v_{13} = -0.30 \text{ „}, & v_{17} = +0.16 \text{ „}, & v_{22} = +0.74 \text{ „}, \\ v_8 = +0.02 \text{ „}, & v_{14} = -0.50 \text{ „}, & v_{19} = -0.72 \text{ „}, & v_{23} = +0.82 \text{ „}. \end{array}$$

Bemerkungen zu diesem Beben und den Fehlerresten siehe in Teil III.

11. Bodensee-Beben vom 31. Januar 1935. 13<sup>h</sup>39<sup>m</sup>30.9<sup>s</sup>. (Nach Seismogramm-Auswertungen von W. Hiller [17].) Koordinatenursprung:  $\lambda = 9^{\circ}1.0'$ ;  $\varphi = 47^{\circ}42.0'$ .

	Rechtwinklige Stationskoordinaten				Stationseinsätze:		
	$x_n$		$y_n$		$\bar{P}$	$\bar{S}$	(Q)
1. Ravensburg . . .	+ 44.7	km	+ 9.5	km	39 <sup>m</sup> 39.0 <sup>s</sup>	39 <sup>m</sup> 46.0	(44.4) <sup>s</sup>
2. Zürich . . . . .	— 32.95	„	— 36.75	„	39.6	46.9	(46.0)
3. Meßstetten . . .	— 4.04	„	+ 53.55	„	40.1	47.6 <sup>s</sup>	
4. Basel . . . . .	— 108.0	„	— 16.8	„	50.5	40 <sup>m</sup> 4.1	
5. Stuttgart . . . .	+ 13.0	„	+ 119.1	„	51.95	7.0	
6. Straßburg . . . .	— 92.3	„	+ 99.1	„	—	11.4	
7. Karlsruhe . . . .	— 44.1	„	+ 145.95	„	58.0	17.0	
8. Neuchâtel . . . .	— 156.3	„	— 76.0	„	40 <sup>m</sup> 1.9	23.8	
9. München . . . . .	+ 192.9	„	+ 52.8	„	—	31.0	
10. Jena . . . . .	+ 180.5	„	+ 362.8	„	42.2	41 <sup>m</sup> 31.7	
11. Göttingen . . . .	+ 65.8	„	+ 428.2	„	47.6	42.3	

Bei den  $\bar{P}$ -Wellen wurden die Stationen 6 und 9 nicht verwendet.

Mit dem Näherungsepizentrum im Koordinatennullpunkt und den Näherungsannahmen für die Herdtiefe von 20 km und  $(v_{\bar{P}}) = 5.75$  km/sec ergab sich für  $z$  eine Korrektur von  $-20$  km; bei einer zweiten Näherung mit  $(z_0) = 5$  km führte die Ausgleichung auf eine  $z$ -Korrektur von  $-38$  km. Die Vergrößerung der Korrektur ist durch den kleineren Koeffizienten  $c$  bei der Ausgleichung bedingt. Siehe hierzu auch S. 362. Somit deuten diese Resultate, da sich für  $z$  keine gegenüber dem Gesamtwert kleinen Korrekturen ergeben, wieder auf ein nahe an der Oberfläche gelegenes Beben hin.

Im Gegensatz hierzu führte jedoch die Ausgleichung der aus der erwähnten Arbeit entnommenen  $\bar{S}$ -Einsätze zu einer Herdtiefe von über 40 km. Da die  $\bar{S}$ -Einsätze insbesondere bei Nahstationen verglichen mit den  $\bar{P}$ -Einsätzen wesentlich unsicherer zu erkennen sind, muß letzteren ein erheblich größeres Gewicht beigelegt werden. D. h. der Herd wird mit größerer Wahrscheinlichkeit nicht sehr tief gelegen haben. Wenn außerdem beachtet wird, daß die als  $Q$ -Wellen (Oberflächen-Scherungswellen) bezeichneten Einsätze von den  $\bar{S}$ -Wellen bei einem oberflächennahen Beben nicht zu trennen sind und daher auch den  $\bar{S}$ -Wellen zugeordnet werden können, so läßt sich der Widerspruch innerhalb der Fehlergrenzen beseitigen. Es wurden daher die in der Bearbeitung [17] S. 85 etwas früher gefundenen  $Q$ -Einsätze hier als  $\bar{S}$ -Einsätze angesehen.

Man erhält zunächst für  $\bar{P}$  mit den Näherungsannahmen:

$(x_0) = 0.0$  km,  $(y_0) = 0.0$  km,  $(v_{\bar{P}}) = 5.70$  km/sec,  $(t_0) = 31.0$  sec  
folgende Normalgleichungen:

$$\begin{aligned}
 0.108 \cdot x + 0.0476 \cdot y - 0.218 \cdot v + 0.217 \cdot \tau - 0.105 &= 0 \\
 0.169 \cdot y + 5.35 \cdot v - 0.650 \cdot \tau + 0.0537 &= 0 \\
 417 \cdot v - 47.6 \cdot \tau + 12.6 &= 0 \\
 + 9.00 \cdot \tau - 1.20 &= 0
 \end{aligned}$$

$$[U] = 0.793.$$

Die wahrscheinlichsten Herdwerte sind dann:

$$x_0 = + 0.8 \text{ km } (\pm 0.8), \quad y_0 = + 0.6 \text{ km } (\pm 0.8), \quad v_{\bar{P}} = 5.65 \text{ km/sec } (\pm 0.02), \\ t_0 = 30.90 \text{ sec } (\pm 0.2). \quad [vv] = 0.247.$$

Die wahrscheinlichsten Stationsverbesserungen:

$$\begin{array}{lll} v_1 = - 0.18 \text{ sec}, & v_4 = - 0.09 \text{ sec}, & v_8 = - 0.10 \text{ sec}, \\ v_2 = + 0.20 \text{ „}, & v_5 = + 0.01 \text{ „}, & v_{10} = + 0.26 \text{ „}, \\ v_3 = + 0.21 \text{ „}, & v_7 = - 0.15 \text{ „}, & v_{11} = - 0.15 \text{ „}. \end{array}$$

12. Für die  $\bar{S}$ -Wellen wurden bei den erwähnten Umänderungen folgende Näherungsannahmen aufgestellt:

$$(x_0) = 0.0 \text{ km}, \quad (y_0) = 0.0 \text{ km}, \quad (z_0) = 15 \text{ km}, \quad (v_{\bar{S}}) = 3.30 \text{ km/sec}, \quad (t_0) = 30.50 \text{ sec}.$$

Diese Annahmen führen zu den Normalgleichungen:

$$\begin{array}{rcl} 0.434 \cdot x + 0.115 \cdot y + 0.01115 \cdot z + 1.695 \cdot v + 0.289 \cdot \tau - 0.599 & = & 0 \\ 0.546 \cdot y - 0.0402 \cdot z + 31.8 \cdot v - 1.416 \cdot \tau - 0.483 & = & 0 \\ + 0.0300 \cdot z - 4.59 \cdot v + 0.477 \cdot \tau + 0.0719 & = & 0 \\ 4222 \cdot v - 173.7 \cdot \tau - 47.0 & = & 0 \\ + 11.0 \cdot \tau + 1.78 & = & 0 \\ [U] & = & 4.152. \end{array}$$

Hieraus folgen die wahrscheinlichsten Herdwerte:

$$x_0 = + 1.3 \text{ km } (\pm 1.3), \quad y_0 = 0.0 \text{ km } (\pm 1.3), \quad z_0 = 11 \text{ km } (\pm 13), \\ v_{\bar{S}} = 3.32 \text{ km/sec } (\pm 0.03), \quad t_0 = 30.75 \text{ sec } (\pm 1.1). \quad [vv] = 2.75.$$

Die wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen sind:

$$\begin{array}{lll} v_1 = + 0.10 \text{ sec}, & v_5 = - 0.05 \text{ sec}, & v_9 = - 0.25 \text{ sec} \\ v_2 = + 0.17 \text{ „}, & v_6 = + 0.55 \text{ „}, & v_{10} = + 1.11 \text{ „}, \\ v_3 = - 0.37 \text{ „}, & v_7 = - 0.06 \text{ „}, & v_{11} = - 0.93 \text{ „}, \\ v_4 = + 0.10 \text{ „}, & v_8 = - 0.37 \text{ „}, & \end{array}$$

*Bemerkungen.* Ein Vergleich der Endwerte der  $\bar{S}$ -Auswertung, in der die Herdtiefe als Unbekannte einging, und der vorhergehenden  $\bar{P}$ -Auswertung, bei der diese Tiefe festgelegt werden mußte, zeigt deutlich die Auswirkung dieses Verfahrens der Reduktion der Zahl der Unbekannten auf die Fehlerangaben der Herdtiefe und der Geschwindigkeit.

Trotz der Festlegung  $(z) = 0$  für die Rechnungen bleibt in Anbetracht der Herdtiefenbestimmungsfehler bei sämtlichen so ausgeglichenen Beben vollkommen offen, wo diese Herde in dem Bereich zwischen 0 und etwa 10 km Tiefe gelegen haben. Innerhalb dieser Grenzen lassen sich bei der zur Zeit vorhandenen Stationsdichte und Registrierengenauigkeit keine sicheren Unterscheidungen treffen.



### Teil III: Folgerungen aus den Ausgleichungsergebnissen

**a) Die Genauigkeit der Herdangaben.** Die beiden Schwarzwaldbeben geben hinsichtlich der Verteilung der Stationen und der Auswertung ein Vorbild dafür, was als Mindestmaß an Material für eine brauchbare Nahbebenausgleichung zu fordern ist, wenn aus den Beobachtungen der Stations-Zeiteinsätze einigermaßen gesicherte Schlüsse gezogen werden sollen.

Die Berechnung des mittleren Fehlers auf dem langen Weg über die Ausgleichung könnte unter Umständen von Seiten, denen dieses Verfahren nicht geläufig ist, als Ergebnis einer Theorie ohne praktische Bedeutung angesehen werden. Daß dieser Einwand nicht berechtigt ist, kann sehr deutlich durch ein kurzes und direktes Verfahren der Fehlerberechnung gezeigt werden. Es sei z. B. der mittlere Fehler der Herdtiefenbestimmung zu ermitteln. Hierfür differenziert man die Funktion  $z$  nach  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $v$  und  $t_0$ . Wobei

$$z = \sqrt{(t_1 - t_0)^2 \cdot v^2 - (x_1 - x_0)^2 - (y_1 - y_0)^2}.$$

Man bildet das Differential:

$$\Delta z = \frac{\partial z}{\partial x_0} \cdot \Delta x + \frac{\partial z}{\partial y_0} \cdot \Delta y + \frac{\partial z}{\partial v} \cdot \Delta v + \frac{\partial z}{\partial t_0} \cdot \Delta t.$$

Der mittlere Fehler  $M_z$  kann dann hieraus unmittelbar angegeben werden:

$$M_z = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial x_0}\right)^2 \cdot \Delta^2 x + \left(\frac{\partial z}{\partial y_0}\right)^2 \cdot \Delta^2 y + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2 \cdot \Delta^2 v + \left(\frac{\partial z}{\partial t_0}\right)^2 \cdot \Delta^2 t}.$$

Nehmen wir als praktischen Durchschnittswert 30 km Herdtiefe an, dann wird an der Stelle  $x_0 = 0$ ;  $y_0 = 0$  und  $t_0 = 0$ :

$$M_z = \sqrt{\frac{x_1^2 \cdot (\Delta x)^2 + y_1^2 \cdot (\Delta y)^2 + v^2 t_1^4 \cdot (\Delta v)^2 + t_1^2 v^4 \cdot (\Delta t)^2}{90^2}}.$$

Und weiter nach Einsetzen der für einen geringen Fehlerbetrag in  $z$  sehr günstigen Voraussetzungen; mittlere Stationsentfernung = 80 km;  $\Delta t = \pm 0.3$  sec;  $\Delta x = \Delta y = \pm 2$  km;  $\Delta v = \pm 0.15$  km/sec in  $M_z$  wird:

$$M_z = \sqrt{\frac{110000}{900}} \cong \pm 11 \text{ km.}$$

Die zugrunde gelegten Fehlvoraussetzungen stimmen hier in ihrem Betrag etwa mit den Berechnungsergebnissen der Ausgleichung der ersten beiden Beispiele überein. Das Ergebnis der kurzen Ableitung bestätigt, soweit diese dazu in der Lage ist, die Größenordnung des Fehlers, die sich bereits aus der Ausgleichungsrechnung ergeben hat. Dieser Fehler liegt erheblich höher, als ihn die subjektiven Abschätzungen bisheriger Bearbeitungen ergeben haben.

Wenn bedacht wird, daß dieser hohe Betrag bereits bei der äußerst günstigen Lage und Auswertung der Stationen auftritt, so ist es vollkommen ungerechtfertigt, den Herdtiefenbestimmungen aus fünf oder noch weniger Stationen, die bei fast allen (außer den hier bearbeiteten) Nahbeben noch ganz erheblich ungünstiger liegen, eine größere praktische Bedeutung beizumessen.

Da es in keiner Gegend der Erde zur Zeit ein dichteres und besseres Stationsnetz gibt als in Süddeutschland, einschließlich der ebenfalls guten Stationen der unmittelbaren Nachbarschaft, können die hier ermittelten Fehlergrenzen, insbesondere für die Herdtiefe als Mindestmaß auf jedes bisher bearbeitete Nahbeben übertragen werden. Daher sind Fehlerangaben der Herdtiefen von  $\pm 5$  km und darunter mit den bisherigen Ergebnissen der Stationsbeobachtungen bei genauen Rechnungen nicht vereinbar.  $\pm 10$  km ist als die Grenze anzusehen, die sich bei dem heutigen Zustand des besten Stationsnetzes für Herdtiefenbestimmungen innerhalb der oberen etwa 50 km dicken Erdkruste erreichen läßt.

Was die Angaben über die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten betrifft, so sind diese bisher überhaupt keiner Fehlerbetrachtung, die sich direkt an die Meßgrößen lehnt, unterzogen worden. Mit der Berechnung der Geschwindigkeitswerte selbst steht es nicht viel besser, denn in sämtlichen Laufzeitbearbeitungen wird der erforderliche Wert subjektiv ausgewählt und hiermit irgendeine der bekannten Laufzeittabellen bekräftigt. Mit einer wirklichen Geschwindigkeitsbestimmung hat eine derartige Auswertung, die sich überdies auch nur mit der Projektion auf die Erdoberfläche befaßt, nur wenig zu tun.

Zu einer falschen Beurteilung der Geschwindigkeitsbestimmungen wird man auch durch ein Verfahren von Jeffreys [18, 19] verleitet, bei dem die aus anderen Arbeiten entlehnten Epizentralkoordinaten als konstante Größen angesetzt werden und dieses Material nur nach dem  $v$ - und  $t$ -Wert ausgeglichen wird. Die Folgen einer solchen Methode sind äußerst niedrige (etwa fünffach zu kleine) Fehlergrenzen für  $v_p$ . Man vergleiche die Angaben für das Nordtiroler Beben dieser und jener Bearbeitung.

Zu diesen Abweichungen führt im wesentlichen die Tatsache, daß dort die Stationsgleichungen statt mit fünf nur mit zwei Unbekannten belastet werden.

Die Unzuverlässigkeit der Angaben der Gesamtfehler bei Jeffreys wird noch dadurch erhöht, daß das zugrunde gelegte Stationsbeobachtungsmaterial zum größten Teil veraltet ist. Ein Beben wie das Süddeutsche vom 16. November 1911 und die Oppau-Katastrophe können wegen der für heutige Ansprüche unzureichenden Zeitbestimmungen der Stationseinsätze zu irgendwelchen Berechnungen nicht mehr herangezogen werden. Die zahlreichen Auswertungen und nachträglichen Verbesserungsversuche, welche gerade mit diesen beiden Musterbeispielen angestellt worden sind, sollten nur noch der Vergangenheit bzw. der Geschichte der Seismik überlassen bleiben.

Für die vorliegenden Ausgleichen wurde, um den Resultaten einen möglichst hohen Grad der Genauigkeit zu geben, das Material nur auf die neusten Bearbeitungen beschränkt. So erschien z. B. aus der zuvor erwähnten Veröffent-

lichung [18, 19] nur ein einziges Beben einigermaßen verwendbar. Und selbst bei dieser strengen Auswahl ist die Fehlergrenze immer noch so hoch, daß eine Sicherung der Aussagen nur durch Häufung von sehr vielen Beben erreicht werden kann.

In Zusammenhang mit den Betrachtungen dieses Abschnitts ist darauf hinzuweisen, daß eine weitere Verbesserung und Präzisierung unserer Kenntnisse der obersten Erdkruste nur noch zu erwarten ist, wenn an die Arbeitsmethoden der Zukunft erhöhte Anforderungen gestellt werden. Diese betreffen u. a.: Einheitliche Zusammenfassung des Stationsdienstes, Vermehrung der Stationen in herdnahen Gebieten, Vereinheitlichung der Instrumente bei möglichst weitem Vergrößerungsspielraum, Sicherung der Zeitangaben. Derartige Forderungen, die z. T. auch von W. Hiller abgeleitet worden sind, ergeben sich wohl bei jeder eingehenden Bearbeitung von Erdbeben-Stationsbeobachtungen.

**b) Über Systematik in den Stationsfehlern.** In der Tabelle 2 sind diejenigen Stationen, die mehrmals bei den verschiedenen Bebenbearbeitungen Meßbeiträge lieferten, zusammengestellt. Hiernach läßt sich besser übersehen, ob und wie weit die Abweichungen für die einzelnen Stationen in dem gleichen Sinn auftreten. Es müßten so z. B. bei einem Stationsuntergrund mit geringerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit positive (+) Verbesserungen, für einen Untergrund mit größerer Geschwindigkeit negative (—) Verbesserungen auftreten — vorausgesetzt, daß dieser Einfluß der geologischen Oberflächenschicht von 1 bis 2 km Mächtigkeit auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen überhaupt in der Größenordnung dieser Fehler liegt. Für eine genauere Abgrenzung dieses Einflusses können für die Stationen, die mindestens sechs Meßwerte aufweisen, die Stationsdurchschnittswerte gebildet werden. Zum Vergleich heranzuziehende geologische Profile würden eine gesonderte umfangreiche Bearbeitung von Fachkreisen erfordern.

Auf Grund der Zusammenstellung der Tabelle kann man jedoch schon jetzt feststellen, daß dieser Einfluß der Oberflächengeologie auf die Laufzeit der Erdbebenwellen höchstens  $\frac{1}{10}$  bis  $\frac{2}{10}$  sec beträgt. Von dieser Feststellung bleibt diejenige Tatsache vollkommen unberührt, daß die rein energetischen Auswirkungen der Erdbebenwellen, wie insbesondere makroseismische Bearbeitungen gezeigt haben, durch den unmittelbaren geologischen Untergrund eine Beeinflussung erfahren.

Daß ein in ungefähr entsprechendem Maße auffälliger Einfluß der geologischen Oberflächenschichtung auf die Laufzeiten nicht besteht, zeigen 1. die erwähnten Stationsdurchschnittswerte in jeder Zeile, die kaum für eine Station eine irgendwie bevorzugte Richtung der Verbesserungen aufweisen und darüber hinaus auch sehr klein sind; 2. müßten bei jedem Beben, wo Stationen mit  $\bar{P}$ - und  $\bar{S}$ -Werten vorhanden sind, die letzteren, wenn auch nicht in jedem einzelnen Fall, so doch im Durchschnitt überwiegend im Verhältnis  $\sqrt{3}:1$  größere übrigbleibende Abweichungen aufweisen — was offensichtlich auch nicht der Fall ist.

Es ist daher für die vorhergehenden Rechnungen als nachträgliche Rechtfertigung anzusehen, wenn die Wellenausbreitung in jeder Richtung als unabhängig von der Oberflächengeologie angesehen worden ist.

Tabelle 2. Zusammenstellung der übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen in den Fällen,  
wo die gleiche Station mehr als dreimal aufgetreten ist

Station	Schwarzwald		Nord- Brabant	Oberschwaben		Oberitalien		Nordtirol		Bodensee	
	Beben I $\bar{P}$	Beben II $\bar{P}$		Beben I $\bar{P}$	Beben II $\bar{S}$	$\bar{P}$	$\bar{S}$	$\bar{P}$	$\bar{S}$	$\bar{P}$	$\bar{S}$
1. Ravensburg . . .	— 0.25 + 0.06			+ 0.11 + 0.06	+ 0.10	+ 0.59	+ 0.80	— 0.8	— 0.3	+ 0.18	+ 0.10 sec
2. Meßstetten . . .	+ 0.12 + 0.16			— 0.25 — 0.12	— 0.18					+ 0.21	— 0.37 „
3. Stuttgart . . .	+ 0.24 — 0.07			+ 0.37 + 0.07	+ 0.08	— 0.17	— 1.20	+ 0.5	+ 0.02	+ 0.01	— 0.05 „
4. Zürich . . .	+ 0.28 + 0.25		— 0.02	+ 0.13 — 0.08		+ 0.47	— 0.19	— 0.4	+ 0.3	+ 0.20	+ 0.17 „
5. Chur . . .	— 0.27 — 0.33			— 0.15	— 0.12	— 1.18	— 0.47	+ 2.2	+ 1.6		
6. Straßburg . . .	— 0.09 — 0.02			— 0.26				— 0.9	— 1.7		+ 0.55 „
7. München . . .				— 0.14	— 0.05	— 1.12	— 0.53	— 0.1			— 0.25 „
8. Neuchâtel . . .	+ 0.44 + 0.41			+ 0.18	— 0.06	+ 1.73	+ 0.84	+ 1.3	— 0.3	— 0.10	— 0.37 „
9. Basel . . .	— 0.42 — 0.50			+ 0.17 + 0.19						— 0.09	+ 0.10 „
10. Heidelberg . . .	— 0.11 + 0.02							— 0.4	— 0.45		
11. Frankfurt . . .			+ 0.06					— 0.4	+ 0.9		
12. Göttingen . . .			— 0.57					— 0.4	+ 0.8	— 0.15	— 0.93 „
13. Karlsruhe . . .			— 0.07					— 0.8		— 0.15	— 0.06 „
14. Jena . . .			+ 0.68					— 0.1		+ 0.26	+ 1.11 „
15. Venedig . . .						+ 0.72	+ 0.30	— 2.4			
16. Zagreb . . .						— 0.88	— 0.95	+ 0.2	+ 0.16		
17. Florenz . . .						— 1.33	— 0.45	— 0.3	— 0.7		
18. Wien . . .						+ 0.80	+ 1.55	+ 0.4	— 0.5		
[v v] . . . . .	0.67	0.63	2.10	0.37	0.066	0.10	12.6	8.0	20.3	0.25	2.8
$\sqrt{\frac{vv}{n-1}}$ . . . . .	0.29	0.28	0.48	0.23	0.1	0.13	0.95	0.75	0.98	0.18	0.53 „
n . . . . .	9	9	10	8	7	7	15	15	22	9	11



Schwieriger zu entscheiden ist diejenige Frage, woher der wesentliche Anteil der Fehler der Tabelle 2 rührt. Die übrigbleibenden Verbesserungen verhalten sich weitgehend ungeordnet; Uhrenfehler, Zeitbestimmungsfehler, Fehler durch unklare Einsätze u. dgl. werden sich hier überlagern. Die Summe der Fehlerquadrate  $[vv]$  bzw. der in der folgenden Zeile der Tabelle aufgeführte mittlere Stationszeitfehler, kann als vergleichendes Maß für die Güte der jeweiligen Bearbeitungsfähigkeit oder der Bearbeitung eines Bebens angesehen werden, wenn im Mittel auch gleich gute und gleich entfernte Stationen zugrunde liegen und der Herdraum keine Besonderheiten aufweist (siehe III c). Eine vergleichende Feststellung über die Resultate kann daher bei dem vorliegenden Material summarisch nur dahin getroffen werden, daß die Beben außerhalb der Alpen einheitlichere und besser verwendbare Stationszeiten lieferten als die aus dem Alpengebiet selbst. Zu dieser Feststellung gibt der folgende Abschnitt einige Ergänzungen.

**c) Richtungsabhängigkeit der Verbesserungen.** In den Fig. 4 und 5 sind für die beiden Beispiele mit den zahlreichsten Stationen und gleichzeitig größten übrigbleibenden Verbesserungen diese Verbesserungen nach den Himmelsrichtungen in Bezug auf das Epizentrum aufgetragen.

Man findet gelegentlich in einigen Arbeiten aus den Abweichungen des Zeiteinsatzes einer einzigen Station um 1 bis 2 sec vom mittleren erwarteten Wert die Ansicht abgeleitet, daß der Erdbebenvorgang im Herd nicht, wie meist angenommen, zentralsymmetrisch, d. h. im Vergleich zur Wellenlänge nahezu punktförmig vonstatten gegangen ist; sondern gleichzeitig auf einer Herdlinie von 10 bis 20 km Länge (genauer: in einem vorwiegend in einer Richtung sich erstreckenden Herdraum) entstanden ist. In einem solchen Fall müßten die Stationen, die etwa in der Verlängerung dieser Linie liegen, gegenüber den senkrecht dazu befindlichen einen entsprechend verfrühten Einsatz zeigen; d. h. ihre bei einer Ausgleichung übrig bleibende zeitliche Verbesserung muß positiv sein und negativ für die etwa senkrecht zu dieser Linie liegenden Stationen. Ein derartiger Schluß erscheint, wenn er, wie bei H. Gräfe für das Nordtiroler Beben nur aus einer einzigen Zeitabweichung (der Station Chur) gezogen wird, nicht sehr überzeugend. Da jeder Station einmal ein reiner Meßfehler dieses Betrages unterlaufen kann (siehe z. B. Station Karlsruhe [15]), sollte eigentlich aus der Zeitabweichung einer einzigen Station keine geologische oder geophysikalische Folgerung gezogen werden.

In dem vorliegenden Fall bestanden jedoch noch andere Anhaltspunkte, die mit besser gesicherten Grundlagen auf ein Verhalten in der angedeuteten Richtung hinweisen. Daher sollen die Fehler (bzw. die übrigbleibenden Verbesserungen) an Hand der Fig. 4 etwas eingehender erörtert werden. Diese Verbesserungen sind, bezogen auf das Azimut jeder Station, vom Epizentrum aus gesehen von Osten über Norden nach Westen aufgetragen. Das Gebiet von 0 bis  $180^\circ$  umfaßt also den nördlichen Stationsbereich, das andere den südlichen. Ausgehend von der Näherungsannahme eines linienhaften Herdes läßt sich hier die

unter dieser Voraussetzung zu fordernde doppelte Periode der Stationsabweichungen vom mittleren Wert bei einem vollen Umlauf des Azimuts wohl kaum verkennen. Wenigstens in dem südlichen Bereich (d. h. in dem der Alpen) erscheint diese sehr deutlich ausgeprägt. Die beiden Maxima liegen in der Richtung von Chur

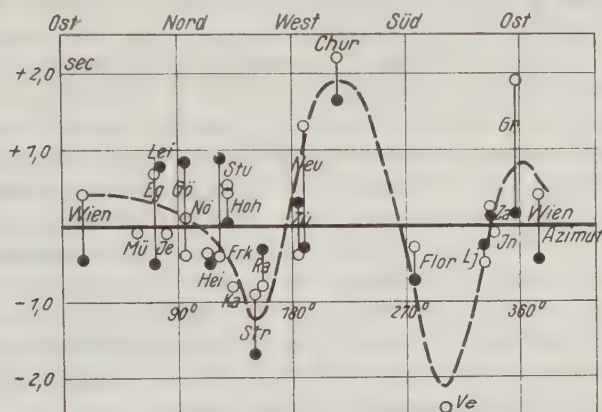


Fig. 4\*). Azimutverteilung der übrigbleibenden Zeitverbesserungen des Nordtiroler Bebens vom 8. Okt. 1930.  $\circ$  =  $\bar{P}$ -Einsätze.  $\bullet$  =  $\bar{S}$ -Einsätze. Azimut der Stationen in bezug auf das Epizentrum als Abszisse

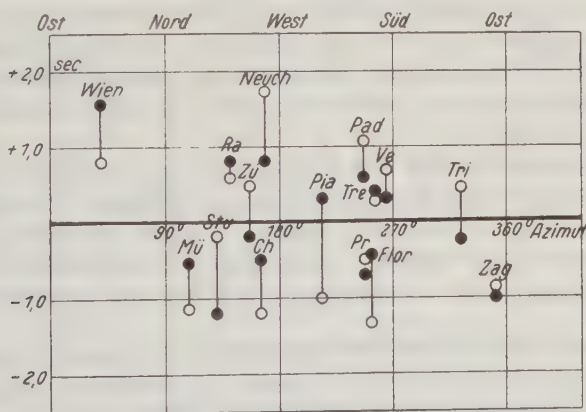


Fig. 5. Azimutverteilung wie in Fig. 4, jedoch für das Beben in den Karnischen Alpen vom 8. Juli 1934

einerseits und Graz, Wien andererseits; die Minima in der Richtung von Straßburg und entgegengesetzt in der von Venedig. Sie ergeben somit die Längs-erstreckung dieses Herdes in weitgehender Übereinstimmung mit der Längs-

\*) Anm. b. d. Korr. Eine inzwischen durchgeführte Ausglei- chung von 18  $\bar{P}_n$ -Einsätzen bestätigt und ergänzt den Kurvenverlauf vollständig. Genauere Angaben hierzu folgen später.

erstreckung der Alpen. Diese Feststellung, die hier auf mehr als 10 Stationen gestützt werden kann, gibt zugleich ein Beispiel für die Leistungsfähigkeit der Ausgleichsrechnung. Gegenüber jeder aus irgendeinem anderen (z. B. Laufzeitkurven-) Verfahren ableitbaren Zeitabweichung besitzen diese übrigbleibenden wahrscheinlichsten Stationszeitverbesserungen allein den Vorrang, sowohl systematische wie regellose Fehler aufzudecken.

Hier muß auf die vorwiegend geophysikalische Frage über den Materialzustand der oberen Erdkruste eingegangen werden, die ausführlich in diesem Zusammenhang wohl zum ersten Mal von W. Hiller [20] aufgerollt worden ist. Man könnte ohne das eindeutige Ergebnis des vorhergehenden Abschnittes nicht ohne weiteres entscheiden, ob in diesem Fall (wie allgemein) ein Ereignis in der Erdkruste bei einer Herdausdehnung von 10 bis 20 km auf  $\frac{1}{10}$  bis  $\frac{2}{10}$  sec gleichzeitig, d. h. schneller als die Ausbreitungszeit einer Longitudinalwelle auf dieser Strecke, vor sich gehen kann. Es ist nach Fig. 4 jedoch kaum anders denkbar, als daß bei einem großräumigen Druck der Alpen quer zu ihrer Längsrichtung oder wahrscheinlicher einem Zug in der Richtung der Herdlinie (Scherung) diese Frage bejahend zu beantworten ist und ein Block von diesen Ausmaßen (bis 20 km) als starres Gebilde angesehen werden muß.

Eine Erklärung der Fig. 4 durch einen Unterschied in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den verschiedenen Richtungen ist abzulehnen, weil 1. diese Erscheinung auch bei allen übrigen Beben auftreten müßte, 2. die Abweichung der  $\bar{S}$ -Einsätze fast doppelt so groß wie die der  $\bar{P}$ -Einsätze sein müßte.

Die bereits früher von Hiller und Gräfe aus den Stoßrichtungen und von Kraus aus den makroseismischen Bearbeitungen bezüglich der Herdform gezogenen ähnlichen Folgerungen werden somit durch dieses Auswertungsverfahren bestätigt und präzisiert.

Bei dem Karnischen Beben läßt sich keine Aussage über das Vorhandensein einer einfachen geometrischen Form des Herdraumes ableiten. Die Ausdehnung der Herdgebiete der übrigen Beben muß geringer gewesen sein. Ihre Dimensionen kann man etwa mit dem Wellenweg veranschlagen, der in der Zeit des mittleren Fehlers der Stationseinsätze zurückgelegt wird. Das sind ungefähr 2 km.

**d) Verlagerung der Herdtiefe bei Nachbeben.** Die beiden Beispiele (1; 2 und 5; 6), die hierzu herangezogen werden konnten, deuten darauf hin, daß der auslösende erste Herd mit sehr großer Wahrscheinlichkeit tiefer gelegen hat als der nachfolgende. Es bleibt eine Aufgabe, an weiterem Material in zukünftigen Untersuchungen festzustellen, ob diese Verlagerung der Herde bei Nachbeben immer in der gleichen Richtung erfolgt und, wie in diesen beiden Beispielen, von unten nach oben fortschreitet. Wenn es gelingt, die hierfür erforderlichen Stationsbeobachtungen der Ausgleichsrechnung zuzuführen, so würde ein weiterer Beitrag zur Aufklärung der Herdvorgänge geliefert werden können. Hierbei besteht ein gewisser Vorteil darin, daß die Messungen der Differenz der Herdtiefen mit einem kleineren Fehler behaftet sind als die absoluten Herdtiefenbestimmungen selbst.



# Teil IV: Hauptergebnis

a) **Abnahme der Wellengeschwindigkeit mit der Herdtiefe.** In der Fig. 6 sind sämtliche Ausgleichungsergebnisse der Herdtiefen- und Geschwindigkeitswerte zusammengestellt. Nur ein einziger Wert, ein aus den Wiechertschen Sprengversuchen [21] stammender Geschwindigkeitswert  $v_{\bar{p}} = 5.98 \text{ km/sec}$ , der in die Figur aufgenommen worden ist, wurde hier nicht durch Ausgleichung abgeleitet.

Außer dieser vorbildlichen, bisher an Genauigkeit noch nicht übertroffenen Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen, konnte leider kein weiteres gleichartiges Ergebnis verwertet werden.

Eine Abschätzung des Fehlers der Wiechertschen Bestimmung kann auf folgende Weise durchgeführt werden: Gegenüber einem natürlichen Beben fallen vier Unbekannte  $x, y, z$  und die Herdzeit  $t_{\text{fort}}$ . Bei 18 Meßpunkten, die den Sprengversuchen zugrunde lagen, stehen z. B. gegenüber den 9 Meßpunkten des besten Bebenmaterials, des Schwarzwaldbebens, unter der Annahme gleicher Zeitablesungsgenauigkeit die mittleren Fehler im Verhältnis

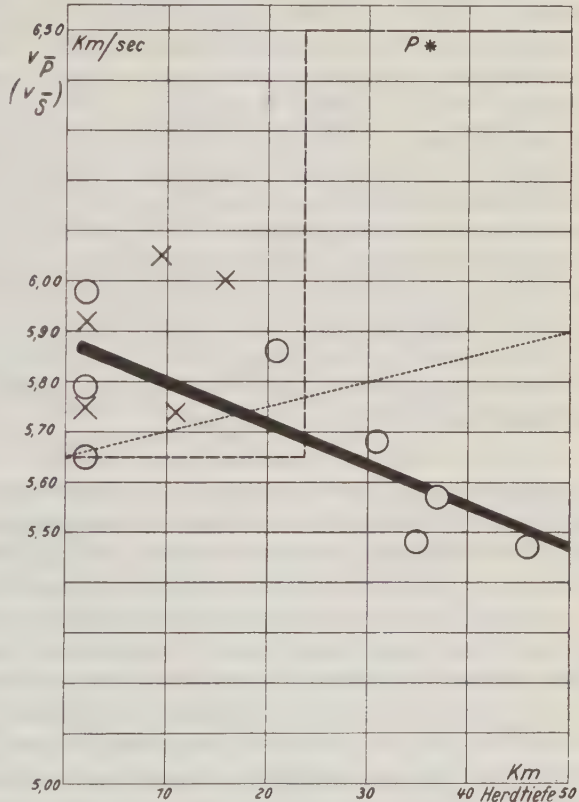


Fig. 6. Sämtliche hier ausgeglichenen Herdtiefen und Geschwindigkeitswerte in Zusammenhang aufgetragen.  $v_{\bar{p}}$ -Werte (X) mit  $\sqrt{3}$ , dem Verhältnis der Longitudinal- zur Transversalwellengeschwindigkeit, heraufmultipliziert

$$\sqrt{\frac{18-1}{9-5}} = \sqrt{\frac{12}{4}} = \sqrt{3} = 1.7:1.$$

Da aber die Zeitangaben und Ablesungen bei Sprengversuchen erheblich genauer sind als im Durchschnitt bei dem Stationszeitdienst, kann der Fehler dieses Wertes höchstens als etwa halb so groß veranschlagt werden.



Die durch Kreuze vermerkten, mit  $\sqrt{3}$  heraufmultiplizierten  $\bar{S}$ -Werte sind nicht ganz mit dem gleichen Gewicht zu bewerten wie die  $\bar{P}$ -Werte, da bei den zahlreichen nahen Stationen der  $\bar{P}$ -Einsatz, soweit er vor  $P_n$  eintrifft, sehr viel schärfer erfaßbar ist. Außerdem steht der Faktor  $\sqrt{3}$  nicht mit absoluter Genauigkeit fest.

Die bisher vertretenen Anschauungen über den Verlauf der Wellengeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe in der Erdkruste lassen sich bei genauerer Betrachtung dieser Meßpunkte nicht mehr aufrecht erhalten. Wenn auch hier der Fehlerbereich immer noch groß ist, so ist er jedenfalls ganz erheblich kleiner als bei allen bisher durchgeführten Nahbebenuntersuchungen — trotz der dort meist niedriger angesetzten, jedoch subjektiv bemessenen Fehlergrenzen. Auch ist bisher noch niemals versucht worden, eine von willkürlichen Annahmen unabhängige Aussage über die  $v$ -Werte zu geben, mit denen die Frage der Tiefenabhängigkeit der Geschwindigkeit überhaupt geprüft werden konnte. Die Zahl und die einheitliche Lage der Meßpunkte reicht zumindest zu der Feststellung voll aus, daß weder die kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe (punktierter Linie), die von einem Teil der Seismiker vermutet wurde, noch die wesentlich höhere sprunghafte Geschwindigkeitszunahme in der  $P^*$ -Schicht (gestrichelte Linie) existiert. Da die Beobachtungsergebnisse bis an die Mohorovičić-Schicht heranreichen, ohne ihren Charakter zu ändern, bleibt für jene Schicht, die schon wesentlich eher auftreten sollte, kaum ein Platz übrig.

Der von Wiechert gefundene hohe Wert für  $\bar{P}$  von 5.98 km/sec, der bisher gegenüber den für oberflächennahe Schichten mehr oder weniger hypothetisch geforderten Werten zwischen 5.6 und 5.7 wegen seiner erheblichen Abweichung kaum eine Anerkennung gefunden hat, erhält auf Grund dieser Untersuchungen außer einer Bestätigung noch eine besondere Bedeutung, die kurz erläutert werden soll.

An der Fig. 6 ist zu erkennen, daß die bisher bei den (provisorischen) Laufzeitkurvenauswertungen benutzten  $v_{\bar{P}}$ -Werte zwischen 5.6 und 5.7 km/sec mit dem Durchschnittswert dieser Untersuchungen von 5.65 km/sec für eine Herdtiefe von 20 bis 30 km in guter Übereinstimmung stehen. Der letztgenannte Wert behält daher für die ersten Näherungsauswertungen eines Nahbebens seine Berechtigung. Bei einer genaueren Untersuchung ist dieser Wert jedoch nur einer bestimmten Herd- oder Schichttiefe zuzuordnen, wobei dem von Wiechert gefundenen Wert die Bedeutung eines oberen Grenzwertes für die Herdtiefe Null (genauer: für die mittlere Tiefe des Grundgebirges von etwa 2 km) zukommt. Würden die bisherigen Anschauungen beibehalten und bei einem Ausgangswert von  $v_{\bar{P}} = 5.98$  km/sec an der Oberfläche eine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe noch weiterhin behauptet werden, so tritt ein Widerspruch zu den Auswertungsergebnissen auf, der weit größer ist, als die Grenze der Meßgenauigkeit zuläßt.

Der von Wiechert bestimmte Wert kann hiernach nicht mehr als lokal bedingt angesehen werden. Für die sichere Aufdeckung lokaler Unterschiede

größerer Gebiete der Erdkruste müßten die Methoden und die Messungen zunächst erst noch ganz erheblich verfeinert werden. Die bisherigen Messungen zeigen jedenfalls, soweit man sich auf unabhängige Auswertungen einwandfreier neuzeitlicher Registrierungen beschränkt, daß bei der mehrfachen Überschneidung der Gebiete der hier abgeleitete Zustand der oberen Erdkruste nicht durch eine Erklärung mit lokalen Erscheinungen ersetzt werden kann. Wenn die Meßpunkte um die in Fig. 6 gezogene abfallende Gerade z. T. noch erheblich streuen, so ist das, wie man sich durch eingehende Nachrechnung des Abschnittes IIc überzeugt, allein als eine Folge der Auswertungs- und Meßgenauigkeit anzusehen.

Eine sehr wesentliche Bestätigung für die Anschauung, daß gemäß Fig. 6 eine allgemeine Eigenschaft der oberen Erdkruste vorliegen kann, geben die erst kürzlich erschienenen Veröffentlichungen von L. D. Leet [10, 11]. Hier wurden entsprechende Versuche zu denen von E. Wiechert in Nordamerika ausgeführt. Es ergab sich für  $v_p$  an der Oberfläche der Wert 6.01 km/sec mit etwa der gleichen Genauigkeit wie in Deutschland. Außerdem wurde der Nachweis geliefert, daß ein ähnlicher Wert auch für den Westen von USA., für Kalifornien anzusetzen ist. Für genauere Angaben tieferer Schichten bis zu etwa 50 km herab fehlt in diesem Land die dem europäischen Netz entsprechende Stationsdichte und das hierauf beruhende notwendige Mindestmaß an Erdbebenmaterial, so daß dort die Schlüsse bezüglich tieferer Schichtungen,  $P^*$  od. dgl. noch weniger Bedeutung haben, als ihnen schon für Europa zuzumessen ist.

**b) Erklärung der Geschwindigkeitsabnahme.** Da in den Geschwindigkeitswerten, die in der Fig. 6 eingetragen sind, immer nur die Mittelwerte von der betreffenden Tiefe bis zur Erdoberfläche vorliegen, muß die wirkliche Differenz dieser Werte noch etwas größer sein, als aus der Figur unmittelbar abzulesen ist. Für eine Durchführung exakter Rechnungen in dieser Hinsicht ist jedoch noch einiges Material zukünftiger Beben abzuwarten. Auf Grund der vorliegenden Messungen kann mit einer Geschwindigkeitsabnahme von etwa 5 bis 10% gerechnet werden. 10 % würde eine Abnahme von  $v_p$  an der Oberfläche von ungefähr 5.90 km/sec auf 5.30 km/sec in 50 km Tiefe bedeuten. An der von Mohorovičić gefundenen Schichtgrenze in dieser Tiefe springt dann die Geschwindigkeit auf den bekannten hohen Betrag von  $P_n$  von 8.0 km/sec.

Die Geschwindigkeit elastischer Wellen ist proportional  $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ . Welche und

wie große Zustandsänderungen von  $E$  und  $\rho$  sind mit zunehmender Tiefe innerhalb der Erdkruste zu erwarten? Bedenkt man, was den Einfluß auf  $E$  betrifft, daß fast die Hälfte der gesamten Temperaturzunahme schon in diesen ersten 50 km, d. h. auf kaum 1% des Weges bis zum Erdmittelpunkt erzielt wird und daß außerdem  $dE/dt$  negativ ist und im Durchschnitt für die meisten Stoffe  $-2 \cdot 10^{-4}$  auf  $1^\circ \text{C}$  beträgt, so müßte eigentlich schon ohne Kenntnis der Folgerungen des

vorhergehenden Abschnitts eine Geschwindigkeitsabnahme in dieser Größenordnung gefordert werden.

Die Voraussetzung von etwa 1000° C Temperaturzunahme bis in 50 km Tiefe bedeutet eine gleichzeitige Abnahme von  $E$  um  $\frac{2}{10}$  des Gesamtbetrages. Hiermit

Tabelle 3. Geographische Koordinaten aller hier verwendeten Stationen

	$\lambda$	$\varphi$
1. Ravensburg . . . . .	+ 9°36.83'	+ 47°47.00'
2. Meßstetten . . . . .	8 57.75	48 10.90
3. Stuttgart . . . . .	9 11.60	48 46.25
4. München . . . . .	11 36.52	48 08.76
5. Heidelberg . . . . .	8 43.25	49 23.93
6. Frankfurt . . . . .	8 27	50 13
7. Göttingen . . . . .	9 57.9	51 32.8
8. Karlsruhe . . . . .	8 24.73	49 00.65
9. Jena . . . . .	11 34.92	50 56.13
10. Wien . . . . .	16 21.70	48 14.88
11. Innsbruck . . . . .	11 23.8	47 15.7
12. Nördlingen . . . . .	10 29.43	48 50.92
13. Hohenheim . . . . .	9 12.75	48 43.0
14. Graz . . . . .	15 26.9	47 04.6
15. Leipzig . . . . .	12 23.5	51 20.1
16. Hamburg . . . . .	9 58.87	53 33.57
17. Helgoland . . . . .	7 53.3	54 10.9
18. Zürich . . . . .	8 34.83	47 22.12
19. Chur . . . . .	9 32.20	46 51.0
20. Neuchâtel . . . . .	6 57.43	46 59.85
21. Basel . . . . .	7 34.97	47 32.40
22. Straßburg . . . . .	7 45.95	48 35.08
23. Paris . . . . .	2 29.62	48 48.57
24. Eger . . . . .	12 23	50 05
25. De Bilt . . . . .	5 11.0	52 06.0
26. Uccle . . . . .	4 21.51	50 47.92
27. Zagreb . . . . .	15 58.87	45 48.92
28. Ljubljana . . . . .	14 31	46 03
29. Venedig . . . . .	12 20.25	45 25.73
30. Florenz . . . . .	11 15.40	43 46.67
31. Prato . . . . .	11 05.5	43 53.0
32. Treviso . . . . .	12 14.75	45 40
33. Padua . . . . .	11 52.30	45 24.01
34. Triest . . . . .	13 45.13	45 38.6
35. Piacenza . . . . .	9 43.48	45 02.12

ist auch eine Größenordnung von  $dv/v$  von 10% (unter Berücksichtigung der Wurzelbeziehung) für diesen Bereich ohne Zwang erklärbar. In dieser Überschlagsrechnung müßte bei genauerem Verfahren noch die Einwirkung der



Dichtezunahme einbezogen werden, die in dem gleichen Sinn liegt, jedoch kaum die gleiche Größenordnung erreichen wird.

Von einer sicher im entgegengesetzten Sinn liegenden Wirkung der Druckzunahme kann bei diesen Überschlagsrechnungen abgesehen werden, da selbst bei der Voraussetzung linearer Zunahme des Druckes bis zum Erdzentrum die Wellengeschwindigkeit sich auf dem Gesamtweg nur um 50% ändert. Somit würde bei einem Hundertstel dieses Weges eine Änderung um nur 1% schon eine weitgefaßte obere Grenze für diesen Druckeinfluß darstellen und dieser hier ohne Einfluß bleiben.

Bei einer Darstellung des Wellenweges der Erdbebenstrahlen in der oberen Erdkruste sind diese nicht mehr mit der gleichen Krümmung wie im übrigen Erdinnern zu versehen. Wenn für dieses Stück eine Krümmung zuerkannt wird, was mit einer Geschwindigkeitsänderung gleichbedeutend ist, so ist diese nach den vorliegenden Untersuchungen mit der Erdkrümmung gleichgerichtet.

### Herangezogene Veröffentlichungen

- [1] V. Inglada: Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **19**, 73—98 (1928).
- [2] L. Geiger: Herdbestimmung bei Erdbeben aus den Ankunftszeiten. *Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen* 1910, S. 331—349.
- [3] R. H. Gees: Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. Nov. 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931. *Zeitschr. f. Geophys.* **13**, 159—179 (1937).
- [4] H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben vom 8. Okt. 1930. I. Teil. *Ebenda* **8**, 144—154 (1932).
- [5] P. Caloi: Studio Microsismico del Terremoto delle Prealpi Carniche dell' Giugno 1934. *Bolletino del Com. per la Geod. e la Geofis. del Consiglio Naz. delle Ricerche* **5**, 209—234 (1935).
- [6] V. Conrad: Das Schwadorfer Beben vom 8. Okt. 1927. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **20**, 240—277 (1928).
- [7] V. Inglada: Contribucion al Estudio del Sismo Pirenaico (Canal de Berdun) de 10. de Julio de 1923. Sonderabdruck Madrid 1929, S. 9.
- [8] E. Wiechert: Entfernungsberechnung von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 177—182 (1924/25).
- [9] Tables de l'Ellipsoïde de Référence international. Paris Secrétariat de l'association de Géod. de l'Union géod. et géophys. intern. (1935).
- [10] L. D. Leet: Seismological data on surface layers in New-England. *Bull. Seism. Soc. Am.* **26**, 129—145 (1936).
- [11] L. D. Leet: Travel Times for New England. *Ebenda* **28**, 45—48 (1938).
- [12] H. P. Berlage: *Handb. d. Geophys.* Bd. IV. Erdbeben. S. 500—517.
- [13] V. Inglada: Auszüge aus verschiedenen Arbeiten. *Zeitschr. f. Geophys.* **3**, 195—200 (1927).
- [14] F. Kohlrausch: *Lehrb. d. prakt. Phys.*, 14. Aufl., S. 22. Verlag Teubner, 1923.
- [15] W. Hiller: Seismische Ber. d. Württ. Erdbebenwarte, Anhang S. 12—13, *Jahrg.* 1935.
- [16] W. Hiller: Das Oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935. S.-A. aus *d. Württ. Jahrb. f. Statist. u. Landeskd.*, S. 209—226 (Jahrg. 1934/35).



- [17] W. Hiller: Die Erdbeben am Untersee (Bodensee) vom 31. Jan. 1935. Jahresber. u. Mitt. d. Oberrhein. Geol. Ver. 25, 81—92 (1936).  
[18] H. Jeffreys: A Rediscussion of some near earthquakes. Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 3, 131—156 (1933).  
[19] H. Jeffreys: A further study of near earthquakes. Ebenda 4, 196—225 (1937).  
[20] W. Hiller: Die Herdform des Schwäbischen Bebens am 30. August 1928. Gerlands Beitr. z. Geophys. 22, 103—114 (1929).  
[21] E. Wiechert: Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen. Geol. Rundschau 17, 343 (1926).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Juli 1938.

### Anderungen des Mitglieder-Verzeichnisses (1937) der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Stand vom 1. Dez. 1938

#### Neuaufnahmen:

193. BURGER, A., Dr., Berlin-Pankow, Wilhelm-Kuhr-Straße 3.  
194. Ne de Bataafsche Petroleum Maatschappij, Gravenhage (Holland).  
195. Das Ahnenerbe e. V., Berlin C 2, Raupachstraße 9.  
196. GEES, ROLF-HEINZ, Dr., Berlin-Neuwestend, Reichstraße 8, 2<sup>l</sup>.  
197. Institut für technische Physik an der Technischen Hochschule, Stuttgart.  
198. HAGEMANN, VINCENT, Dr., Berlin W 35, Potsdamer Straße 89.  
199. KELLER, WILLIBALD, Verlagsbuchhändler, Leipzig, Hindenburgstraße 94.  
200. Landesanst. f. Gewässerk. u. Hauptnivelements, Berlin W 8, Behrenstraße 68—70.  
201. MEYER, OTTO, Magnetisches Observatorium Wingst, Post Höftgrube (Niederelbe).  
202. Piepmeyer & Co., Kommanditgesellschaft, Kassel-Wilhelmshöhe.

#### Adressenänderungen:

3. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität, Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.  
13. BOCK, R., Prof. Dr., Berlin SW 87, Bachstraße 7.  
21. Ungarische Seismologische Landesanstalt, Budapest V, Deák Ferencu. 12.  
24. BURMEISTER, FR. DR., München 9, Schlotthauerstraße 3 (Dienststelle: Magnetisches Observatorium Fürstenfeldbruck, Oberbayern).  
51. Geolog.-mineralog. Institut d. Universität Köln, Zulpicher Straße 47.  
57. Geophysikalische Warte Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.  
78. JENSEN, CHR., Prof. Dr., Hamburg 20, Breitenfelderstraße 70.  
85. KÖHLER, R., Dr., Westf. Bergwerkschaftskasse, Bochum, Vidumerstraße 7.  
93. KRUMBACH, G., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Leo-Sachse-Straße 4.  
105. Lehr- und Forschungsinstitut für Meteorologie der Universität (bisher Luftamt München), München 2, Gabelsbergerstraße 55.  
111. MEINARDUS, Prof. Dr., Bonn a. Rh., Hans-Schemm-Straße 16.  
114. MENZEL, HEINZ, Königsberg i. Pr., Geophys. Warte d. Albertus-Univ., Lange Reihe 4.  
122. MÖLLER, FR., Dr., Frankfurt a. M., Dahlmannstraße 9<sup>l</sup>.  
125. MÜLLER, M., Dozent Dr., Bln.-Charlottenburg, Hardenbergstraße 37.  
174. STENZ, E., Dr., Observatorium Kasprowy Wierch, Zakopane (Polen).  
182. TRAPPE, FR., Dr., Falkensee (Bezirk Berlin), Schönwalder Straße 19.  
188. WIENERT, KARL, Dr., Königsberg i. Pr., Geophysikalische Warte der Albertus-Universität, Lange Reihe 4.

#### Verstorben:

66. HECKER.  
69. HERGESELL.

#### Ausgetreten:

19. BRINKMANN.      90. KOSCHMIEDER.  
49. GELLA.      138. POLLAK.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift mitzuteilen  
dem Vorsitzenden: Prof. Dr. J. Bartels, Geophysik. Instit. Telegraphenberg, Potsdam;  
dem Schriftleiter: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysik. Instit., Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

## Autorenverzeichnis

Angenheister, G. 219.

Bartels, J. 48, 68, 230, 272,  
275, 297.

Bjerknes, V. 49.

Brunner, W. 108, 232,  
274.

Dahlblom, Th. 131.

Dieminger, W. 315.

Förtsch, O. 173.

Fritsch, V. 93, 260.

Gockel, H. 97.

Götz, P. 314, 332.

Graf, A. 152.

Haalck, H. 111.

Jankow, K. 20.

Jung, K. 27.

Kiepenheuer, K. O. 327.

Kohlschütter, E. 235.

Kolhörster, W. 333.

Krumbach, G. 14.

Ledersteger, K. 1.

Lorenz, H. 142.

Niethammer, Th. 119.

Penndorf, R. 88.

Plendl, H. 315.

Rössiger, M. 78.

Rudolph, H. 346.

Schlomka, T. 285.

Schmerwitz, G. 351.

Schmidt, A. 63.

Schröder, A. 198.

Schulz, B. 44.

Schumann, R. 123.

Suckstorff, G. A. 45, 46,  
47, 48.

Tams, E. 241.

Thyssen, St. v. 11.

Wegener, K. 270.

# Sachverzeichnis

## I. Physik des festen Erdkörpers

### 1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

- K. Ledersteger: Polbahn und primäres z-Glied. S. 1.  
K. Jung: Übervollständig isostatische Reduktion. S. 27.  
H. Gockel: Neuere Gangbeobachtungen an Pendeluhrn. S. 97.  
H. Haalck: Über einige die Physik des Erdinnern betreffende atomtheoretische Beziehungen. S. 111.  
Th. Niethammer: Bemerkungen zum Artikel von K. Jung: „Über vollständige isostatische Reduktion“. S. 119.  
R. Schumann: Über die Polhöhen-schwankung in Batavia August 1931 bis September 1936. S. 123.  
Th. Dahlblom: The indrease of the Temperature downwards in the Crust of Rocks. S. 131.  
H. Lorenz: Beiträge zur Theorie des Erd-aufbaus. S. 142.  
A. Graf: Ein neuer statischer Schwere-messer zur Messung und Registrierung lokaler und zeitlicher Schwereände-rungen. S. 152.  
G. Angenheister: Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten. S. 219.  
K. Wegener: Die Erhaltung der Gebirge. S. 270.
2. Gezeiten, Deformationen, Seismik
- St. v. Thyssen: Ein neues piezoelektri-sches Vertikalseismometer. S. 11.
- G. Krumbach: Über die Verwendung langperiodischer Seismometer. S. 14.  
K. Jankow: Niveauänderungen im Schüttergebiet der Erdbeben in Süd-bulgarien am 14. und 18. April 1928. S. 20.  
O. Förtsch: Das Verhalten noch frei-stehender Brückenpfeiler bei Schwin-gungen und deren Abhängigkeit vom Untergrund. S. 173.  
E. Tams: Zur Frage der regionalen Ver-koppelung von Erdbeben. S. 241.  
G. Schmerwitz: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuro-päischer Erdbeben. S. 351.

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung
- J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 1. Mitteilung. S. 68.  
M. Rössiger: Der charakteristische Ver-lauf eines erdmagnetischen Sturms. nach Potsdamer Registrierungen. S. 78.  
W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1938. S. 108.  
J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 2. Mitteilung. S. 230.  
W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1938. S. 232.  
J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 3. Mitteilung. S. 272.  
W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1938. S. 274.

- Th. Schlomka: Zur Elektrodynamik des rotierenden Erdmagneten. S. 285.
- F. W. P. Götz: Zum Nordlicht vom 25. I. 1938. S. 314.
- W. Dieminger und H. Plendl: Ergebnisse von Dauerregistrierungen der Ionosphäre. S. 315.
- W. Kolhörster: Höhenstrahlung und erdmagnetische Variationen. S. 333.
- H. Rudolph: Die negative Aufladung der Ionosphäre der Erde. S. 346.

### III. Physik der Atmosphäre

- Statik, Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge
- V. Bjerknes: Leipzig-Bergen, Festvortrag zur 25-Jahrfeier des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. S. 49.
- R. Penndorf: Berechnung der Stratosphärentemperatur aus Messungen der atmosphärischen Absorptionskoeffizienten des Ozons. S. 88.
- A. Schröder: Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte. S. 198.
- J. Bartels: Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung. S. 297.
- K. O. Kiepenheuer: Über den Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Å. S. 327.
- P. Götz: Diskussionsbemerkung zum Vortrag Kiepenheuer. S. 332.

### IV. Hydrographie

#### V. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe auch I, 1 und 2)

- St. v. Thyssen: Ein neues piezoelektrisches Vertikalseismometer. S. 11.
- A. Schmidt: Zum Aufsatz von Th. Koulomzine und A. Boesch über die Vertikal-Feldwaage. S. 63.

- V. Fritsch: Die Messung der Antennenersatzkapazität in der Funkmutung. S. 93.

Th. Dahlblom: The increase of the Temperature downwards in the Crust of Rocks. S. 131.

- A. Graf: Ein neuer statischer Schweremesser zur Messung und Registrierung lokaler und zeitlicher Schwereänderungen. S. 152.

O. Försch: Das Verhalten noch freistehender Brückenpfeiler bei Schwingungen und deren Abhängigkeit vom Untergrund. S. 173.

G. Angenheister: Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten. S. 219.

- V. Fritsch: Einiges über die Widerstandsverfahren der Funkmutung. S. 260.

#### Verschiedenes und Mitteilungen

J. Bartels: Vorankündigung der diesjährigen Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 20. bis 22. Oktober in Jena. S. 48.

Notiz des Oberkommandos der Kriegsmarine über „Zeitsignale“. S. 109.

Zum 80. Geburtstag von Geheimrat Prof. Dr. Fr. Kühnen und Geheimrat Prof. Dr. A. Galle. S. 109.

Druckfehlerberichtigung. S. 110.

Mitteilung über die VI. Baltische hydrologische Konferenz. S. 233.

Nachruf auf Oskar Hecker. S. 235.

Bericht über die dreizehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 20. bis 22. Oktober in Jena. S. 275.

Adressenänderungen zum Mitgliederverzeichnis. S. 390.

#### Referate

- B. Schulz: Th. Stocks: Grundkarte der ozeanischen Lotungen 1:5 Millionen. S. 44.



- G. A. Suckstorff: Ch. Maurain: Etüde  
Partique des Rayonnements Solaire.  
Atmosphärique et Terrestre. S. 45.
- Boletin del Observatorio del Ebro:  
Contribución al Estudio climatológico  
de la Comarca de Tortosa. S. 45.
- The National Geographic Society-U. S.  
Army Air Corps Stratosphere Flight of  
1935 in Ballon „Explorer II“. S. 45.
- E. Miehl nickel: Höhenstrahlung  
(Ultrastrahlung). S. 46.
- Jahrbuch für die Gewässerkunde Nord-  
deutschlands. S. 47.

- G. A. Suckstorff: O. Lange: Der Ein-  
fluß wechselnder Wasserstände auf  
die Höhenlage von Festpunkten und  
Bauwerken. S. 47.
- G. Roschke: Die Malapane, ihr  
Wasserhaushalt, sowie ihre Flußbett-  
und Talgestaltung. S. 48.

**Geophysikalische Berichte**

- S. 1—88, Heft 1/2.  
S. 89—172, Heft 3/4.  
S. 173—204, Heft 5/6.  
S. 205—280, Heft 7/8.

## Geophysikalische Berichte

**K. Keil.** Dezimalklassifikation des meteorologischen Schrifttums. Meteorol. ZS. 54, 384, 1937, Nr. 10. (Berlin-Mariendorf.) Vgl. diese Ber.

**J. A. Fleming.** The relation of earth physics to geographical progress. S.-A. Proc. Second Gen. Assembly Pan American Inst. of Geogr. and History, hold at Washington, D. C., October 14—19, 1935, S. 338—346, 1937.

**H. Henze.** Nachruf auf G. Wussow. Meteorol. ZS. 54, 379—380, 1937, Nr. 10.

**Kurt Kaehne.** Wilhelm Filchner. Naturwissensch. 25, 666—667, 1937, Nr. 41.  
*Dede.*

**G. Boaga.** Sulla localizzazione di un corpo sferico mediante misure eötvössiane. Lincei Rend. (6) 24, 453—456, 1937, Nr. 11. Die Daten der Eötvösschen Waagemessungen zu deuten und aus denselben Angaben über die Lage und die Masse des störenden Körpers zu erhalten, ist eines der wichtigsten gravimetrischen Probleme. Man benutzt hierzu die zweiten Ableitungen des Potentials. Von Nikiforoff und von Jung wurden die Beziehungen für einige regelmäßige Körper für die durch deren Schwerpunkt gehende vertikale West-Ost-Ebene aufgestellt. Da jedoch die Messungen nicht immer in Punkten dieser Ebene angestellt werden können, werden nun die Grundlagen erweitert, so daß Messungen in Punkten der West-Ost- und der Nord-Süd-Richtung, die nicht in den durch den Schwerpunkt gehenden Vertikalebenen liegen, ausgewertet werden können. Damit ist es möglich, aus zwei in den genannten Richtungen durchgeführten Meßreihen graphisch und rechnerisch die Schwerpunktslage und die Masse des gesuchten Körpers zu ermitteln.  
*Schön.*

**Th. Niethammer.** Der Basler Universalseismograph. Gerlands Beitr. 50, 307—317, 1937, Nr. 2/4. (Basel.) Der Baseler Universal-Seismograph wurde in der Weise abweichend von der Quervain-Piccardschen Konstruktion gebaut, daß die theoretische Forderung, daß die horizontalen Schwingungen der Masse nicht mit Schaukelungen um eine horizontale Achse verbunden sein sollen, erfüllt ist. Dies wurde dadurch erreicht, daß die Tragfedern, welche die Vertikalschwingungen der Masse ermöglichen, die Masse nicht oberhalb, sondern unterhalb ihres Schwerpunktes angreifen. In der vorliegenden Arbeit werden die Bewegungsgleichungen eines solchen Systems auf eine einfache Form gebracht, und dabei wurde dahin gestrebt, daß in der Bewegungsgleichung der Kopplungsfreiheit die Parameter, die das Verhalten des Systems im wesentlichen bestimmen, explizite auftreten.  
*F. Steinhäuser.*

**Harold Jeffreys.** Reliability of Pacific Seismological Stations. Nature 140, 237—238, 1937, Nr. 3536. (St. John's Coll. Cambridge.) In einer früheren Veröffentlichung (s. Phys. Ber. 17, 155, 1936) waren die gesamten Erdbenenstationen der Welt in bezug auf ihre Brauchbarkeit für seismische Angaben untersucht und in Gruppen verschiedener Zuverlässigkeit eingeteilt worden. Bei dieser Einteilung ergaben sich die Bewertungsziffern für die Schwankungen der *P*-Einsätze der pazifischen Stationen zu gering. Auf Grund erneuter Nachforschungen stellte sich heraus, daß diese Abweichungen durch Nichtbeachtung der Elliptizität der Erde verursacht worden waren. Die Zuverlässigkeit wurde für diese Stationen neu berechnet und die neuen Gewichtszahlen hier mitgeteilt.  
*Schmerwitz.*

**Takato Fuchida.** An Experimental Method to solve the Equation of Motion of the Seismograph. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 415—419, 1937, Nr. 3. Die Bewegungsgleichung eines Seismometers bei beliebiger Form der erzwingenden Schwingung zu lösen, ist auf direktem mathematischen Wege nicht

allgemein durchführbar. Es wurde hier versucht, ein allgemeines Lösungsverfahren mit Hilfe einer experimentellen Anordnung zu entwickeln. Die als bekannt vorausgesetzte mathematische Kurvenform der in der Differentialgleichung auftretenden Beschleunigung wird nach entsprechender Aufzeichnung auf eine Platte nach dem Vorbild des Tonfilmverfahrens mit Hilfe einer Photozelle in Ströme umgewandelt. Mit diesen lassen sich über ein Galvanometer auf einem Registrierfilm die jeweils gesuchten, dem Ausschlag proportionalen Lösungsformen aufzeichnen. Durch passende Wahl der Versuchsbedingungen und insbesondere bei starker Zeitdehnung kann man den Einfluß der Eigenschwingung des Galvanometersystems einschränken. An einer Reihe von photographischen Reproduktionen wird die bei wechselnden Versuchsbedingungen mehr oder weniger getreue Wiedergabe der verschiedenen Kurvenformen gezeigt. *Schmerwitz.*

**O. Meisser.** Die Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristik von seismischen Meßinstrumenten. Phys. ZS. 38, 668—671, 1937, Nr. 17. (Reichsanst. f. Erdbebenf. Jena.) In einem Überblick sind zunächst die Bewegungen der Erdoberfläche von den größten Wellenlängen der Ebbe und Flut der festen Erde bis zu den kleinsten der Verkehrserschütterungen zusammengefaßt. Um die allgemeine Behandlung der Meßinstrumente für diese Erscheinungen zu erleichtern, wurden in einem Diagramm für alle praktisch bedeutsamen Instrumente die Nullpunktskonstanz in Zusammenhang mit der Schwingungsdauer und der statischen Vergrößerung eingeordnet. Die Erörterung der Frequenzcharakteristik führt zur Hervorhebung der mit Galvanometer oder Oszillographen gekoppelten Systeme, mit deren Hilfe sich ein aufzuzeichnender Frequenzbereich besser gegen unerwünschte Störungen abgrenzen läßt. Eine mathematische Ableitung und zwei Kurvendarstellungen geben den Beleg hierfür. Auf eine Reihe weiterer Vorteile dieser Anordnungen wird hingewiesen. Ein besonders empfindliches Registriergalvanometer wurde als praktisches Ergebnis dieser Überlegungen entwickelt.

*Schmerwitz.*

**K. Schütte.** Der Einfluß der Refraktion auf luftphotogrammetrische Aufnahmen. ZS. f. Verm. 66, 514—523, 1937, Nr. 17. Der Verf. weist darauf hin, daß bei der Auswertung photogrammetrischer Weitwinkel-aufnahmen nicht nur — wie bisher meist — die Krümmung der Erdoberfläche, sondern auch die Refraktion (Strahlenkrümmung in der vom Licht durchsetzten Luft) berücksichtigt werden muß, und daß man hierbei nicht die terrestrische Refraktion, sondern den Mittelwert der beiden auf den Ort des Flugzeuges einerseits, auf den Ort des fotografierten Gegenstands auf der Erde andererseits bezogenen astronomischen Refraktionen berücksichtigen muß. Die durch die Refraktion erforderliche Korrektur ist der durch die Erdkrümmung erforderlichen entgegengesetzt, hebt sie also teilweise auf. Der Verf. untersucht die Verhältnisse eingehend theoretisch und findet, daß es in vielen Fällen genügen wird, die durch die Erdkrümmung bedingte Korrektur mit dem Wert 0,85 zu multiplizieren, um so gleich die durch die Refraktion bedingte Korrektur mit zu berücksichtigen. *Picht.*

**Arnold Schumacher.** Der Oberflächenschöpfer von O. Sund in weiterentwickelter Form. Ann. d. Hydrogr. 65, 351—354, 1937, Nr. 8. (Dt. Seewarte, Hamburg.)

Bericht über die 60. Chronometer-Wettbewerbprüfung (1936/37) in der Deutschen Seewarte. Mit einem Nachtrag: Bestimmung der Begriffe Chronometer und Präzisionsuhr. Ann. d. Hydrogr. 65, 428—430, 1937, Nr. 9.

*Dede.*



An instrument for the tyndallometric measurement of dust. Journ. scient. instr. 14, 252—253, 1937, Nr. 7. Das vom Staub zerstreute Licht wird photometriert und so der Staubgehalt bestimmt. *H. Ebert.*

**L. W. Pollak.** Eine UVE-Reiseausrüstung. Gerlands Beitr. 50, 171—175, 1937, Nr. 2/4. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Es wird ein praktisches Reisefutteral-Stativ und ein Mehrrohr-UVE-Dosimeter beschrieben. Letzteres gestattet, sechs Teströhren, die in lichtdicht abgeschlossenen Kammern untergebracht sind, in rascher Aufeinanderfolge mittels eines Revolvers zur Exposition zu bringen und vereinfacht so die bei Messungen in kurzen Zeitabständen nötige umständliche Auswechslung der Röhren ganz wesentlich. *F. Steinhauser.*

**Anders Ångström.** On the standardization of photo-electric cells by means of sun radiation. Gerlands Beitr. 50, 176—183, 1937, Nr. 2/4. (Stockholm.) Der Verf. gibt Anweisungen zur Eichung von hauptsächlich im sichtbaren Spektralbereich empfindlichen Photozellen mittels Sonnenstrahlung. Die Eichung kann in der Weise durchgeführt werden, daß durch aktinometrische Messungen unter Berücksichtigung des Wasserdampfgehaltes auf Grund beigebener Diagramme der Trübungskoeffizient  $\beta$  bestimmt wird und die zu diesem  $\beta$  gehörigen Intensitätswerte der der Zellenempfindlichkeit entsprechenden Spektralbereiche einer von Hoelper berechneten Tabelle entnommen werden. *F. Steinhauser.*

**O. Hoelper.** Über eine Methode der Eichung von Photozellen durch Sonnenstrahlungsmessungen. Gerlands Beitr. 50, 330—337, 1937, Nr. 2/4. (Potsdam.) Werden die Spektralbereiche für von 50 zu 50 m $\mu$  in Abhängigkeit von Trübungskoeffizienten und von den Luftmassen berechneten Intensitäten der Sonnenstrahlung in ein Koordinatensystem mit den Luftmassen als Abszisse und dem Logarithmus der Strahlungsintensitäten als Ordinate eingetragen, so ergeben sich für die verschiedenen Trübungskoeffizienten Gerade unter verschiedener Neigung. Wird nun durch aktinometrische Messungen der Trübungskoeffizient bestimmt, so läßt sich, wenn die gemessenen Photostromwerte bei genügend engem Spektralbereich der Zellen so in das erwähnte Koordinatensystem eingetragen werden, daß für einen oder mehrere gut gesicherte Meßwerte die zugehörigen Trübungskoeffizienten sich decken, damit eine Eichung der Zellen durchführen. *F. Steinhauser.*

**Franz Linke.** Ein Aktinometer zur Messung der Himmelsstrahlung in Sonnennähe. Gerlands Beitr. 50, 376—379, 1937, Nr. 2/4. (Frankfurt a. M.) Der Verf. gibt die Konstruktion eines Differentialaktinometers an, dessen Prinzip im wesentlichen darin besteht, daß zwei Thermosäulen, die in einem dicken, durch Filz und Holz gegen äußere Temperatureinflüsse isolierten Aluminiumblock eingebaut und durch zwei Quarzfilter gegen Windstörungen abgeschlossen sind, so der Sonnenstrahlung ausgesetzt werden, daß vor das eine Thermoelement ein Tubus mit möglichst kleiner Öffnung (etwa 2° Öffnungswinkel) und vor das andere ein weiter Tubus (mit 6° Öffnungswinkel) vorgesetzt wird. Mit diesem Aktinometer soll der Einfluß der Himmelsstrahlung in Sonnennähe untersucht und ein neues Maß für den Trübungsgrad der Atmosphäre erhalten werden. *F. Steinhauser.*

**F. J. P. Wood.** Comparison of two Abbot silver disc pyrheliometers. Gerlands Beitr. 50, 385—387, 1937, Nr. 2/4. (Commonwealth Solar Obs. Canberra, Australia.) Vergleichsmessungen mit zwei Silverdisc-Pyrheliometern ergaben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Instrumenten. Aus den Beobachtungszahlen wird geschlossen, daß der Fehler eines Satzes von Ablesungen am Silverdisc wahrscheinlich nicht größer als 0,3 % ist. *F. Steinhauser.*



**C. Braak.** Einfluß des Windes bei Regenmessungen. Gerlands Beitr. 50, 231—235, 1937, Nr. 2/4. (De Bilt.) Zweijährige Vergleichsbeobachtungen mit einem gewöhnlichen Regenmesser (Auffangfläche 1,5 m über dem Boden) und einem nach Koschmieder in den Boden versenkten Regenmesser ergaben, daß der letztere von Mai bis September durchschnittlich um 1,6% und in den übrigen Monaten um 4 bis 5% mehr Niederschlag gab. Mit von 0 bis 6 m/s zunehmender Windgeschwindigkeit wachsen die Unterschiede von 0 auf 7% an. Der Einfluß der Tropfengröße zeigt sich darin, daß bei gleicher Windgeschwindigkeit die Unterschiede im Sommer geringer sind als im Winter. *F. Steinhauser.*

**O. Lütshg.** Der Kugelniederschlagsmesser Haas-Lütshg. Ein Beitrag zur Lösung des Niederschlagsproblems im schweizerischen Hochgebirge. Gerlands Beitr. 50, 423—444, 1937, Nr. 2/4. (Zürich.) Für die Niederschlagsmessungen im Hochgebirge haben sich die mit Windschutz versehenen Niederschlagssammler (Totalisatoren) bei sorgfältiger Bedienung sehr gut bewährt. Wegen der durch die im Gebirge komplizierten Strömungsverhältnisse der Luft verursachten Störungen der Richtung des fallenden Niederschlages ist es aber für verschiedene Zwecke von Interesse, die jeweils auf eine senkrecht zur Fallrichtung eingestellte Fläche kommende Niederschlagsmenge zu kennen. Dies wird mit dem vom Verf. angegebenen Kugel-Niederschlagsmesser erreicht, der dadurch, daß auf eine Meßkanne eine mit 32 bis 41 Löchern versehene Kugel aufgesteckt wird, jeder beliebigen Fallrichtung eine gleichgroße Auffangfläche entgegenhält. Bei Schneefall kann der Kugelniederschlagsmesser geheizt werden. Es werden zahlreiche Ergebnisse von Vergleichsmessungen verschiedener Typen von Niederschlagsmessern mitgeteilt. An einem Gebirgshange wurde mit dem Kugel-Niederschlagsmesser um 24% mehr als mit einem Totalisator gemessen. *F. Steinhauser.*

**Heinz Lettau.** Zur selbsttätigen Aufzeichnung der klimatischen Abkühlungsgröße mittels des Davoser Frigorimeters. ZS. f. Instrkde. 57, 333—336, 1937, Nr. 8. (Leipzig.) Zur Registrierung des Heizstroms der auf 37°C geheizten Frigorimeterkegel und damit der Abkühlungsgröße wird eine neue Registriervorrichtung entwickelt, die Mittelwerte über einen wählbaren Zeitraum unmittelbar abzulesen gestattet. Während der Zeiten, in denen Heizstrom fließt, wird eine Schreibfeder mittels eines Synchronmotors nach oben transportiert; wenn kein Heizstrom fließt, bleibt sie in der erreichten Höhe stehen; nach einer gewissen wählbaren Zeitspanne (1 Stunde) fällt sie wieder in die Nullage zurück. Für die so gewählten Intervalle entstehen auf der Schreibtrommel schräge Stufenlinien, deren oberster Punkt bei entsprechender Wahl der Übersetzungen usw. unmittelbar den Mittelwert der Heizleistung und damit der Abkühlungsgröße ergibt. *Riewe.*

**Ross Gunn.** On the origin of the continents and their motions. Journ. Franklin Inst. 222, 475—492, 1936, Nr. 4. *Dede.*

**Nicolas Stoyko.** Sur la périodicité dans l'irrégularité de la rotation de la Terre. C. R. 205, 79—81, 1937, Nr. 1. Die Schwankungen des über einen Monat gemittelten täglichen Uhganges, bezogen auf einen berechneten linearen Gang, wurden aus den genauesten zur Verfügung stehenden Beobachtungen in einer Tabelle für jeden Monat seit April 1934 bis April 1937 zusammengestellt. Diese enthält die Messungen mit Pendeluhrn aus Paris und Washington sowie die mit Quarzuhrn aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg. Der Mittelwert sämtlicher Beobachtungen ergibt einen deutlich ausgeprägten jährlichen Gang. Durch eine Formel, die eine jährliche und halbjährliche Periode enthält, wird der Gang bis auf etwa 0,0001 s gut wiedergegeben. Die drei heran-

gezogenen Beobachtungsstationen weisen jede für sich bereits deutlich den gleichen Gang auf. Aus dem mittleren Gang berechnet sich, daß die Erde im Juni um 0,073 s maximal in bezug auf ihre mittlere Rotation nachgeht und im Oktober um 0,056 s vorgeht. Die verschiedenen geophysikalischen Ursachen, die für diese Rotationschwankungen verantwortlich sein können, werden am Schluß aufgeführt.

*Schmerwitz.*

**N. Mihal.** Über die Bestimmung der Geoidfigur aus den Anomalien des Horizontalgradienten der Erdschwere. C. R. Moskau (N. S.) 16, 49—50, 1937, Nr. 1. (Ing.-Bau-Inst. Kharkow.) *Riewe.*

**Paul Dorn.** Unsere Kenntnisse von Aufbau und Zusammensetzung der Erdrinde. Chem.-Ztg. 61, 713—715, 1937, Nr. 71. (Geolog. Inst. Tübingen.) *Dede.*

**L. Royer.** De la thermoluminescence dans les minéraux. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 48 S, 1937, Nr. 4. [Bull. Soc. Franç. de phys. Nr. 401.] Die Thermolumineszenz wird auf die Anwesenheit geringer Spuren von Verunreinigungen zurückgeführt, die im Gitter einen Spannungszustand hervorrufen, der bei erhöhter Temperatur unter Strahlungsemission verschwindet. Die Thermolumineszenz von Mineralien nimmt mit ihrem geologischen Alter zu. Die Thermolumineszenz der Orthose ist besonders gut bei Feldspaten von der algerischen Küste zu beobachten. Gesteine der gleichen Herkunft, die keine Orthose enthalten, besitzen kein Lumineszenzvermögen. Ebenso besitzen Orthose enthaltende Eruptivgesteine, die in der Nähe der lumineszierenden gefunden werden, und die sich nur wenig von diesen unterscheiden, kein Lumineszenzvermögen. Man kann daher an der Thermolumineszenz die Eruptivgesteine von den anderen unterscheiden. Das starke Lumineszenzvermögen dieser Gesteine ist ein Zeichen für ihr hohes Alter. *Schön.*

**Edmond Rothé et Th. Kopewicz.** Comparaison de la radioactivité de roches d'Alsace par la méthode des tubes compteurs. C. R. 205, 165—166, 1937, Nr. 2. Es werden mit dem Geiger-Müller-Zählrohr verschiedene Gesteinssorten auf ihre Aktivität geprüft und die Ergebnisse kurz angegeben. *Juilfs.*

**Robley D. Evans and Clark Goodman.** Alpha-Particle Counting and Geologic Ages. Phys. Rev. (2) 52, 255, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol.) Die Messung der  $\alpha$ -Strahlenintensität an Substanzen geologischen Ursprungs kann, bei hinreichend dünnen Strahlungsquellen, ein direktes Maß für die entstehende Heliummenge abgeben. Die Verff. registrieren die  $\alpha$ -Strahlen mit einem Röhrenelektrometer auf photographischem Wege. Für normale Gesteine geben die Verff. als  $\alpha$ -Emission 0,3 bis 4,0  $\alpha$ -Teilchen pro mg und pro Stunde an. Die Messung des Heliumgehaltes dividiert durch die Menge erzeugten Heliums ist ein direktes Maß für das geologische Alter, unabhängig von der Kenntnis der Zerfallskonstanten der radioaktiven Reihen. Altersbestimmungen von einigen Gesteinen werden durchgeführt. *Nitka.*

**Pierre Lejay.** Mesures de gravité en Normandie et en Bretagne. C. R. 205, 429—432, 1937, Nr. 9. *Dede.*

**Pierre Lejay.** Caractères généraux de la gravité dans les États du Levant. C. R. 205, 349—352, 1937, Nr. 6. Auf einer Karte sind die Isanomalien nach Bouguer für das französische Mandatsgebiet Syrien eingezeichnet. Die Kurven stützen sich auf etwa 50 Beobachtungsstationen. Zu der Karte werden eine Reihe geologischer Erläuterungen gegeben. Die stark hervorspringenden positiven Schwerstörungen zwischen der Küste und dem Libanon deuten darauf hin, daß hier kein isostatisches Gleichgewicht herrscht, wie auch infolge der seismischen Tätigkeit in diesem Gebiet zu erwarten ist. *Schmerwitz.*

**N. K. Mihal.** Über die Bestimmung der Lotablenkung aus den Anomalien im Horizontalgradienten der Erdschwere. C. R. Moskau (N. S.) 16, 169—171, 1937, Nr. 3. (Bau-Ing. Inst. Kharkov.) Es werden die Formeln hergeleitet, die eine Berechnung der Lotablenkung ermöglichen. *Riewe.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Damping in Seismic Vibrations of a Surface Layer due to an Obliquely Incident Disturbance. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 354—359, 1937, Nr. 3. Auf die Eigenschwingungen des Bodenuntergrundes, die in Deutschland von R. Köhler sehr eingehend experimentell untersucht worden sind, ließen sich zur Bestimmung der Schichtdicke frühere Ableitungen der japanischen Verff. mit sehr großer Genauigkeit anwenden. Der Anwendungsbereich dieser Ableitungen galt jedoch, wie hier mitgeteilt wird, nur für einen Wellenverlauf senkrecht zur Oberfläche. In dieser Arbeit werden die Ableitungen für den Welleneinfall aus beliebigen Richtungen erweitert. Die Auswertung der Rechnungen ergibt, daß unter den praktisch herrschenden Versuchsbedingungen die Periode der freien Schwingung selbst bei großem Einfallswinkel nur sehr wenig verändert wird. Da der Dämpfungsfaktor die gleiche Eigenschaft zeigt, ist die Zuverlässigkeit der Messungen freier Eigenschwingungen des Bodenuntergrundes in dieser Hinsicht auch theoretisch gesichert. *Schmerwitz.*

**Naomi Miyabe.** On the Degree of Disturbance of the Earth's Crust. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 387—397, 1937, Nr. 3. Der Grad der über längere Zeiträume sich erstreckenden Bewegung und Verlagerung der Erdoberfläche wird aus dem Mittelwert des Quadrates der relativen Änderung einer größeren Reihe von Höhenmarken bezogen auf die Zeiteinheit für verschiedene Gebiete des Landes bestimmt. Dieser Mittelwert verändert sich erheblich, etwa in der Form exponentieller Abnahme, in Gegenden, die einst sehr stark von Erdbeben heimgesucht worden sind. Dort, wo keine starken Erdbeben zu verzeichnen gewesen waren, blieb dieser Wert über Jahrzehnte konstant. Die Beobachtungen werden weiter fortgesetzt. *Schmerwitz.*

**Takeshi Minakami.** Torsion Balance Surveys on Volcano Asama. Part 1. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 50—66, 1937, Nr. 1. Präzisionsnivelements in der Nachbarschaft aktiver Vulkane zeigten, daß der Explosionstätigkeit erhebliche topographische Störungen vorausgingen. Demzufolge wurden bei Messungen mit der Drehwaage erkennbare Einwirkungen auf die Gradienten- und Krümmungsgrößen erwartet. Hierzu wurde in der Umgebung des Vulkans Asama eine große Askaniadrehwaage eingesetzt. Die einschließlich der theoretischen Grundlagen allgemein bekannten Auswertungen werden sehr ausführlich dargestellt. Zu irgendwelchen besonderen Feststellungen erwiesen sich die Messungen nicht verwendungsfähig. *Schmerwitz.*

**E. Wanner.** Zur Statistik der Erdbeben. II. Gerlands Beitr. 50, 223—228, 1937, Nr. 2/4. (Zürich.) Der Verf. vergleicht mit der von Conrad bestimmten empirischen Formel für die Häufigkeitsverteilung von Nahbebenfolgen nach 10-Stundenintervallen die auf Grund wahrscheinlichkeitstheoretischer Überlegungen abgeleitete Formel für unabhängige Verteilung und findet, daß Bebenfolgen in Intervallen von weniger als 40 Stunden in Wirklichkeit viel häufiger sind als der theoretischen Formel entsprechen würde. Diese Abweichungen sind hauptsächlich durch das Auftreten von Nachstößen verursacht, während die in größeren Zeitintervallen folgenden Beben eine nahezu unabhängige Verteilung zeigen. Der Vergleich der ausgezählten und berechneten Häufigkeitsverteilung der im Oxforder Katalog angegebenen Beben bei Ausschaltung der innerhalb eines Monats folgenden Nachstöße, die in einer früheren Untersuchung bereits als unabhängig erwiesen



wurden, zeigt gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung. Der Verf. sieht in den angewendeten Methoden der Statistik eine Möglichkeit zur genauen Definierung des Begriffes „Nachstoß“.

*F. Steinhäuser.*

**Seiti Yamaguti.** World Distribution of „Deep“ Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 170—178, 1937, Nr.1. Die Angaben der tiefen Erdbebenherde aus der Zeit von 1919 bis 1930 des Internationalen Seismologischen Katalogs sind in einer Weltkarte verzeichnet. Es werden statistische Untersuchungen über die Übertragung eines Hypozentrums in radialer Richtung und über die Beharrlichkeit in einer Schicht für tiefe und flache Beben getrennt vorgenommen. Aus der Häufigkeitsverteilung der Zeitintervalle zwischen einzelnen Beben werden nach Abzug des exponentiellen Abfalls die noch übrigbleibenden geringen periodischen Reste ermittelt. Eine der Perioden (von 105 Tagen) fällt mit der bereits für flache Beben gefundenen Periode zusammen. Hinter diesen Feststellungen werden reelle physikalische Bedeutungen vermutet.

*Schmerwitz.*

**Win Inouye.** Notes on the Origins of Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 582—597, 1937, Nr.4. Es wurden theoretisch die Einsatzbewegungen der Dehnungswellen von einem seismischen Ursprung untersucht, für den der Normaldruck auf die Oberfläche einer kugelförmigen Höhlung durch die Summe zweier zonaler harmonischer Funktionen ausgedrückt werden kann. Die Ableitungen ergeben, daß, solange die Wellenlänge den Durchmesser des Herdes übertrifft, nur entweder die Druck- oder die Zugwelle entsprechend dem Verhalten der Quelle zu beobachten ist. Wenn die Wellenlänge mit dem Durchmesser des Herdes vergleichbar wird, erweisen sich die Amplituden der Dehnungswellen der Einzelquelle von der gleichen Größenordnung wie diejenigen von einer vierfachen Quelle, so daß jetzt sowohl Druck- wie Zugwellen beobachtet werden müssen. Dieser Mechanismus kann auf die natürlichen Erdbeben angewendet werden. Man hat entsprechend der beobachteten Verteilung der Anfangsbewegungen anzunehmen, daß die Abmessungen des Herdersprunges mit den Wellenlängen vergleichbar sind, die von diesem erzeugt werden.

*Schmerwitz.*

**Win Inouye.** Notes on the Origins of Earthquakes. (Second paper.) Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 90—101, 1937, Nr.1. Hier wird in Fortsetzung früherer Untersuchungen über die von Normalkräften in kugelförmigen Höhlungen hervorgerufenen periodischen Erscheinungen der Zustand behandelt, bei dem diese Kraft sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten ändert. In diesem Falle gehen elastische Stoßwellen vom Ursprung aus, bei denen die Stoßdauer der Scherungswelle gewöhnlich länger als die der Dehnungswelle ist. Die Wellenlänge erweist sich wiederum als vergleichbar mit den Ausmessungen des Herdersprunges. Eine Anwendung auf Beispiele von Registrierungen von (300 km) tiefen Erdbeben führt zu einer Berechnung der im Herd auftretenden Drucke. Diese ergeben sich zu 200 bis 500 Atm., einem Wert von gleicher Größenordnung wie die Gasdrucke bei vulkanischen Eruptionen.

*Schmerwitz.*

**Hiroshi Kawasumi.** Theoretical and Experimental Study of Initial Motion of Seismographs and the quantitative Study of First Impulsion of Earthquake. Part I. Initial Motion of Seismographs caused by Ground Motion of Shock Type, with Special Reference to a Simple Method of Reducing the First Impulsion of Earthquake Motion. Bull. Earthq. Instr. 14, 319—338, 1937, Nr.3. Die Schlüsse, die aus Richtung und Größe der ersten Einsätze der P-Wellen auf Seismogrammen bei Verwendung zahlreicher Stationen gezogen werden, haben große Bedeutung für die Aufklärung der Herdvorgänge erlangt. Das gab hier den



Anlaß, die stoßähnlichen Bewegungseinsätze theoretisch und experimentell genau zu untersuchen. Die Lösung für die Differentialgleichung der Bewegung eines Seismometers unter der Einwirkung einer sinusförmigen Schwingung jedoch von abgegrenzter Länge wird funktionentheoretisch durchgeführt. Als ein Resultat erhält man hier, daß die zur Zeit des Stoßbeginns und bei der Ruhelage bestehende Geschwindigkeit nicht Null, wie bisher meist angenommen, sondern proportional der Geschwindigkeit der erzwingenden Einsatzbewegung ist. Diese Lösung wurde unter der Voraussetzung, daß der Stoß in der mathematischen Formulierung  $3 \cdot \sin p \cdot t - \sin 3 p \cdot t$  auftritt und nur während einer halben Grundschwingung andauert, numerisch ausgewertet. Zahlreiche Kurven und Tabellen wurden hiermit berechnet. Diese zeigen unter anderem die Veränderung der Aufzeichnungen für verschiedene Frequenzverhältnisse und Dämpfungen, die Vergrößerung der verschiedenen Maxima und die Änderung der Phasenverschiebung. Die entsprechenden Rechnungen werden mit der gleichen Ausführlichkeit der Darstellung der Resultate für den Galitzin-Seismographen durchgeführt.

Schmerwitz

**Hiroshi Kawasumi and Zyun'iti Kinoshita.** Dasselbe. Part II. An Experimental Study of the Initial Motion of Seismographs caused by Motions of Short Duration. Ebenda S. 339—353. Zur Prüfung der in der vorhergehenden Arbeit abgeleiteten Beziehungen wurden Schütteltischversuche angestellt. Hierzu kam ein Beschleunigungsseismograph von Ishimoto sowie ein Geschwindigkeits- und Schwingungsseismograph von Hagiwara zur Verwendung. Einen großen Raum nimmt die Beschreibung der instrumentellen statischen und dynamischen Konstantenbestimmung ein. Mit den so geeichten Instrumenten wurden kurze Stoßerregungen vorgenommen und die Messungen nach Anweisung der Theorie ausgewertet. Die Anwendbarkeit des schrittweisen Integrationsverfahrens von Poincaré und Lippmann wurde bei diesen Versuchen ebenfalls erprobt.

Schmerwitz

**Zyun'iti Kinoshita.** Some Experiments on the Generation and Propagation of Elastic Waves. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 41—1937, Nr. 1. Die Tatsache, daß von theoretisch-physikalischer Seite über die Erzeugung und Fortpflanzung elastischer Wellen und deren Anwendung auf die Erdbeben sehr viel geleistet worden ist, veranlaßt, auch auf dem sehr vernachlässigten experimentellen Wege entsprechende Versuche in Angriff zu nehmen. Als Versuchsgegenstand dienten senkrecht herabhängende Messing- und Stahldrähte von etwa 0,5 mm Durchmesser. Zur Verminderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit wurden in kurzen Abständen quer zur Drahtrichtung eine große Zahl von Holzstäben befestigt. Durch einen Magnet wurden in diesem System Torsionsschwingungen erregt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs dieser Drähte ergab sich experimentell zu 127 cm/s für Messing und zu 221 cm/s für Stahl in Einklang mit theoretischen Berechnungen. Durch Auslösen von Wellenimpulsen von einem am Ende zum Teil vorgespannten Drahtstück konnte die Energiefortpflanzung über den ganzen Draht beobachtet und durch Berechnung des Energieflusses mit der ursprünglich aufgespeicherten statistischen Energie in übereinstimmende Beziehung gebracht werden.

Schmerwitz

**K. E. Bullen.** The ellipticity correction to travel-times of  $P$  and  $earthquake waves$ . Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 143—157, 1937, Nr. 1. Das von Jeffreys mathematisch abgeleitete Integral zur Berücksichtigung der Elliptizität der Erde bei der Laufzeitberechnung von Erdbebenwellen wird hier für die praktische Auswertung zerlegt und zur Berechnung von Tabellen verwendet. Die abgedruckten Tabellen enthalten 1. die Laufzeitunterschiede für  $P$ -Wellen, berechnet auf Grund der Elliptizität der inneren Schichten gleicher Geschwindigkeiten.

die Unterschiede, die sich aus dem Abstand der Erdoberfläche von der gewählten Bezugskugelfläche ergeben; 3. schließlich diejenige Korrektion, die notwendig ist, um bei Verwendung von geographischen Breiten Zeitunterschiede für geozentrische Breiten zu erhalten. Für die S-Wellen werden diese Zeitunterschiede in einer besonderen Tabelle zusammengestellt.

*Schmerwitz.*

**E. Bullen.** A suggested new „seismological“ latitude. Month. Rep. Geophys. Suppl. 4, 158—164, 1937, Nr. 2. Berichtigung ebenda S. 279, Nr. 3. (Univ. Coll. Auckland, N. Z.) Im Anschluß an vorstehend referierte Arbeit wird festgestellt, daß sich für die Bestimmung der Epizentralentfernungen von Erdbeben die Einführung einer besonderen „Seismologischen“ Breite (die sich aus der geographischen und der geozentrischen Breite linear zusammensetzt) die Elliptizitätskorrektion für P- und S-Wellen in einfacher Form aus den Abständen von der Bezugskugelfläche ergibt.

*Schmerwitz.*

**Harold Jeffreys.** The ellipticity correction to the P table. Month. Rep. Geophys. Suppl. 4, 165—184, 1937, Nr. 2. Zunächst werden zum Gebrauch für die in vorstehend referierten Arbeiten von K. E. Bullen aufgestellten Korrektionsformeln einige Erläuterungen gegeben. Der Einfluß der Elliptizität auf die Laufzeiten bis zu 2 sec betragen. Die auf den jeweiligen Annahmen über den physikalischen Zustand des Erdinneren beruhenden Voraussetzungen der Tabellenberechnungen werden sehr eingehend überprüft. Für die einzelnen Bebengebiete und die entsprechend ausgewählten getrennten Gebiete der Erdbebenstationen werden die mittleren Laufzeitabweichungen berechnet. Eine Gegenüberstellung der Laufzeitberechnungen von K. E. Bullen, H. Jeffreys und Gutenberg und letzterer zeigt, daß die Abweichungen im Durchschnitt weit unter 1 sec liegen. Der Grund dieser Betrachtungen durchführbare Vergleich der einzelnen Epizentralgebiete kontinentaler Beben hat keine systematischen Unterschiede ergeben, so daß die Erde im Bereich der Genauigkeit der Ergebnisse symmetrischer erscheint, als aus geologischen Überlegungen gefolgert wird.

*Schmerwitz.*

**Charles Bois.** Sur la détermination de la profondeur focale des séismes très éloignés. C. R. 204, 1493—1495, 1937, Nr. 20. Die Erdbebenentfernungen von Straßburg von Beben mit Entfernungen über 11 000 km wurden zur Bestimmung großer Herdtiefen verwendet. Für die Berechnungen sind die Laufzeiten von Brunner zugrunde gelegt worden. In einer Tabelle findet man die Ergebnisse für zwölf Beben zusammen mit den entsprechenden Berechnungen von Gutenberg und, soweit sie vorhanden waren, auch die von einigen anderen Autoren aufgeführt. Die Übereinstimmung der Tiefenangaben schwankt im Durchschnitt nur um etwa 10 km.

*Schmerwitz.*

**Caloi.** Sulle profondità ipocentrali, con particolare riguardo ai terremoti delle Prealpi Carniche (8 giugno 1934) e del Lago di Costanza (31 gennaio 1935). Lincei Rend. (6) 24, 516—522, 1937, Nr. 12. Für die Herdtiefe des Bebens in den Karnischen Alpen am 8. Juni 1934 wurde von dem Verf. nach drei Methoden ein Wert von 37 km, für das Bodenseebeben am 1. Januar 1935 von Hiller nach einer Methode eine Tiefe von 19 km berechnet. Dieser Befund steht im Gegensatz zu der Ansicht von Agamennone über die gleiche Herdtiefe der beiden Beben und wird daher an Hand des vorliegenden makro- und mikroseismischen Materials nachgeprüft. Nach der gleichen Methode, die für das Beben der Karnischen Alpen eine Herdtiefe von 37 km ergab, wird die Tiefe für das Bodenseebeben zu 14 km berechnet. Die Beben haben also verschiedene Herdtiefen. Für die Herdtiefe der Vorläufer des Bodenseebebens ergeben sich Werte von etwa 30 km. Die Herdtiefen unter 50 km sind im allgemeinen seltener als die

größeren Tiefen. Die Tiefen der europäischen Beben liegen durchschnittlich zwischen 30 und 50 km, also in der Nähe der für Zentraleuropa festgestellten ersten Unstetigkeitsfläche in 40 bis 50 km Tiefe. Die Werte der Herdtiefen häufen sich allgemein bei 120 und 350 km. Nach Lehmann ist eine Unstetigkeitsfläche in einer Tiefe zwischen 250 und 350 km anzunehmen. Die zwischen 10 und 20 km beobachteten Herdtiefen müssen als Ausnahmefälle angesehen werden. Schön.

**Katsutada Sezawa.** The Effect of Differences in the Media on the Distribution of Displacements in a Seismic Wave Front. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 506—513, 1937, Nr. 4. Auf Grund bereits früher abgeleiteter Formeln, welche die Energieverteilung für Dehnungs- und Scherungswellen ergeben, die von einer kugelförmigen Quelle ausgehen, werden für den Fall reiner Scherungswellen und gemischter Wellen Zahlenbeispiele eingehend durchgerechnet. Für die Periode  $T = 1$  s und einen Kugelumfang von 1 km ergibt sich, daß, je größer die Härte des Untergrundes ist, die Amplitude in beiden Fällen um so stärker mit der Entfernung von der Quelle neutralisiert wird. Bei weichem Untergrund erscheinen die Wellen noch in großer Entfernung vom Ursprung unverändert. Schmerwitz

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Polarization of Elastic Waves generated from a Plane Source. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 489—504, 1937, Nr. 4. Der Polarisationszustand, d. h. hier die Intensität der jeweils erzeugten elastischen Schwingung in verschiedenen Azimuten in bezug auf die Normale einer ebenen Scheibe wird in dieser Arbeit entsprechend zu akustischen Erscheinungen berechnet. Die Lösung, mit der alle Grenzbedingungen angenähert befriedigt werden können, führt zu einer Kombination von Bessel-Funktionen. Zunächst wird eine ebene Quelle mit senkrecht zur Fläche wirkenden Kräften behandelt. Vorausgesetzt wird, daß die Wellenlänge der erzeugten Schwingung groß gegenüber den Abmessungen der Scheibe ist. Die beiden anderen Fälle, die hier ebenfalls ausführlich mathematisch behandelt werden, betreffen die Verhältnisse bei einwirkenden Scherungskräften und die bei den gleichen Kräften wie in dem zuerst behandelten Falle, jedoch mit der Voraussetzung, daß über der gesamten Fläche die gleiche Phase herrscht. Diese Ergänzung war wegen der im ersten Falle zugelassenen Phasenverschiedenheit erforderlich. Eine Reihe von Sonderfällen der Lösungen werden durch graphische Darstellungen erläutert, welche die Intensität der erzeugten Wellen in verschiedenen Entfernungen und Azimuten angeben. Schmerwitz

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Resonance Phenomena and Dissipation Waves in the Stationary Vibrations of a Semi-infinite Body. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 1—12, 1937, Nr. 1. Es wurde bisher allgemein angenommen, daß die durch eine lokale Störung hervorgerufenen Oberflächenschwingungen eines unendlichen Halbraumes nur in Form fortschreitender Wellen auftreten können. Hier wird in längeren mathematischen Ableitungen gezeigt, daß, wenn gewisse periodische Oberflächenstörungen in besonderer Weise über ein Gebiet der Oberfläche verteilt sind, diese auch eine stehende Schwingung des Bodens hervorrufen können. Diese tritt innerhalb der Störungsfläche nur für eine bestimmte Frequenz auf und auch nur so lange wie diese relativ klein ist. Außerhalb dieses Gebietes tritt für jede Frequenz der Störung wieder Wellenbewegung auf. Für jene Schwingungen des Bodenuntergrundes ist die Gegenwart einer Oberflächenschicht keine notwendige Voraussetzung. Sie wird nur dann erforderlich, wenn Schwingungserregungen in Form von Scherungskräften auf die Oberfläche wirken. Schmerwitz.

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Further Studies on the Seismic Vibrations of a Gozyūnotō (Pagoda). Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 33—40, 1937, Nr. 1. In Ergänzung und Berichtigung der Anwendung der Theorie der



Verff. auf die Erdbebensicherheit der Gozyûnotôs (Pagoden) wurden die Rechnungen erneut durchgeführt. Es hatte sich herausgestellt, daß bei der praktischen Anwendung sowohl in der Beurteilung der Masse wie in der Berücksichtigung der Coulomb'schen Reibung, die allgemein bei der japanischen Bauweise eine Rolle spielt, den Verhältnissen nicht genügend Rechnung getragen worden war.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa** and **Kiyoshi Kanai**. Resonance Phenomena and Dissipation Waves in the Stationary Vibration of the Surface of a Spherical Cavity. Ebenda S. 13—20. Entsprechend zu der vorangehenden Arbeit wird hier die Frage mathematisch behandelt, ob derartige Resonanzschwingungen auch bei der erzwungenen stationären Schwingung der Oberfläche einer kugelförmigen Höhlung entstehen können. Falls die Wellenlänge der stehenden Schwingung sehr kurz im Vergleich zu dem Radius ist, erweist sich eine derartige Resonanz als möglich. Auch für eine endliche Zahl von Wellenlängen von Schwingungen längs der Oberfläche der Höhlung lassen sich Resonanzbedingungen finden, wobei jedoch außerdem auch Energie in Form von Wellen nach außen abwandert.

*Schmerwitz.*

**Nobuji Nasu**, **Takahiro Hagiwara** and **Syn'itirô Omote**. Studies on the Propagation of the Artificial Earthquake Waves through superficial Soil or Sand Layers and the Elasticity of Soil and Sand. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 560—581, 1937, Nr. 4. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Der Untergrund von vier Stellen in Tokio wurde durch Messungen mit künstlich, durch Herabfallen einer schweren Masse, hervorgerufenen elastischen Wellen untersucht. Die Tiefe der tertiären bzw. liparischen Schichten wurde hierbei aus der Laufzeit der Transversalwellen ermittelt. Benutzt wurden vier Vertikal-seismographen mechanischer Registrierung. Die ermittelten Tiefen lagen bei 25 und 51 m. Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Dichte, Poisson'sche Konstante und Elastizitätsmodul für Sand- und Lehm Boden wurden bestimmt und in einer Tabelle aufgenommen.

*Schmerwitz.*

**Nobuji Nasu**, **Takahiro Hagiwara** and **Syun'itiro Omote**. Dasselbe. Part 2. Ebenda 15, 87—89, 1937, Nr. 1; japanisch mit englischer Zusammenfassung. Eine aus seismischem Aufschluß ermittelte, etwa 50 m betragende Schichttiefe bestätigte sich bei nachträglicher Bohrung bis auf einige Meter.

*Schmerwitz.*

**Pierre Bernard**. Relation entre la houle sur la Côte du Maroc et l'agitation microsismique en Europe Occidentale. C. R. 205, 163—165, 1937, Nr. 2. Zu den bisherigen Untersuchungen über den Zusammenhang der mikroseismischen Bodenunruhe und den Stärkegrad der Brandung an den Küsten Europas mußten nach Ansicht des Verf. gleichzeitige Untersuchungen des Stärkegrades der Wellenbewegung des gesamten Ozeans treten. Einen Hinweis auf die Bedeutung derartiger Versuche für die Klärung dieser Frage geben die hier mitgeteilten Registrierungen des Stärkegrades der Brandung an der nordwest-marokkanischen Küste in Zusammenhang mit der Intensität der Bodenunruhe in Straßburg. Von Anfang Dezember 1932 bis Ende Januar 1933 zeigen die Kurven beider Ereignisse einen auffallend gleichartigen Verlauf. Hierbei treffen die Störungen in Straßburg immer um etwa 1 bis 3 Tage früher ein als die Brandungsverstärkung in Marokko; entsprechend der geringeren Geschwindigkeit der Meereswellen. Als die beiden Ereignissen zugrunde liegende gemeinsame Ursache werden jeweils Tiefdruckstörungen zwischen Island—Schottland oder westlich von Irland ermittelt. Die Brandung ist demnach nicht als der Erzeuger der mikroseismischen Bodenbewegung anzusehen, sondern beide werden von Tiefdruckwirbeln an gleichen Stellen des Ozeans zur Auslösung gebracht.

*Schmerwitz.*



**H. Martin.** Die Beurteilung von Verkehrerschütterungen. Schalltechnik 9, 13—16, 1937, Nr. 2. (Jena.) Es ist bis heute noch nicht möglich, einwandfrei die Stärke einer Verkehrerschütterung zu beurteilen, weil wir zwischen unmittelbaren (Straßenoberfläche, Fahrzeug) und mittelbaren Einflüssen (Schwingungen des Untergrundes, Schwingungen der Gebäude und ungleichmäßige Bodensetzung) zu unterscheiden haben. Auf die bisher verwendeten Beurteilungsgrundlagen (Erdbebenskalen usw.) wird eingegangen. Zur Frage, ob Schwingweg oder Beschleunigung der Erschütterungen gemessen werden sollen, werden Vergleichskurven rein mechanischer und rein elektrischer Beschleunigungsmessung angegeben. Zum Schluß erfolgt eine Beschreibung der Schlauchwaage von Terzaghi zur einfachen Messung unregelmäßiger Bodensetzung. *Martin.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Improved Theory of Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 164—188, 1936, Nr. 2. Die Energiezerstreuung eines durch seismische Schwingungen angeregten Gebäudes wird erneut einer theoretischen Behandlung unterzogen. Bezüglich der Schwingungsarten, Grenzbedingungen und der elastischen Konstanten mußten, um das Problem behandelungsfähig zu machen, bisher rohe Näherungsannahmen eingeführt werden. Bei den neuen Rechnungen wurden diese weitgehend eingeschränkt. Die behandelten Beispiele betreffen die Veränderung, welche die auf einem zylinderförmig vorausgesetzten Gebäude einfallenden longitudinalen Wellen durch Streuung erfahren. Sie enthalten außerdem die Berechnung der Schwingungen des Gebäudes und der bei der Streuung auftretenden longitudinalen und transversalen Wellen. Die entsprechenden Rechnungen werden auch für Gebäude mit starren und biegsamen Fluren und Böden bei longitudinalen und transversalen einfallenden Wellen ausgeführt. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** The Effect of Stiffness of Floors on the Horizontal Vibrations of a Framed Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 367—375, 1937, Nr. 4. Bei den bisherigen Abhandlungen der Verff. über die Schwingungsformen mehrstöckiger Gebäude war für das Verhalten der Fußböden entweder äußerste Steifheit oder äußerste Biegsamkeit vorausgesetzt worden. Hier wird an Hand weiterer mathematischer Ausführungen geprüft, wie weit diese Voraussetzungen anwendbar sind. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Seven-storied Structure. Nature of Resonance. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 189—200, 1936, Nr. 2. Die Arbeit enthält die Weiterführung und Anwendung der in der vorhergehenden Arbeit entwickelten Ableitung auf ein 7stöckiges Gebäude. Für ein derartiges in Tokio stehendes Bauwerk werden die Ableitungen numerisch ausgewertet und insbesondere die Biegemomente des tragenden Mauerwerks berechnet. Die Werte für die verschiedenen Stockwerke sind graphisch und in Tabellen aufgeführt. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Energy Dissipation in Seismic Vibrations of Actual Buildings Predicted by means of an Improved Theory. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 377—385, 1937, Nr. 3. Die in einer früheren Arbeit mitgeteilten verbesserten Ableitungen der Verff. über die Energiezerstreuung mehrstöckiger Bauwerke werden hier für eine Reihe größerer Gebäude zahlenmäßig ausgewertet. Die Verteilung der Biegemomente über die einzelnen Stockwerke ist in mehreren Abbildungen graphisch dargestellt. Sie gibt Aufschlüsse über die bei Erdbeben beobachtete Verschiedenartigkeit der einwirkenden Zerstörungen. Auf Grund einer abgeleiteten Beziehung zwischen den elastischen Konstanten und den geometrischen Dimensionen wird gezeigt, daß die

größten Biegemomente nicht vorwiegend im untersten Stockwerk, sondern, je nach einem bestimmten Verhältnis dieser Werte, auch in allen übrigen Stockwerken auftreten können.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Energy Dissipation in Seismic Vibrations of an Eight-storied Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 514—523, 1937, Nr. 4. Als Fortführung der in früheren zahlreichen Arbeiten entwickelten Ableitungen der Schwingungsformen mehrstöckiger Gebäude werden hier die Ergebnisse der Theorie mit ausführlichen Angaben über die eingesetzten Zahlen und Konstanten auf das große achtstöckige Maruouti-Gebäude in Tokio angewendet. Es ist ein mit Beton verkleideter Stahlgerüstbau. Die Hauptresonanzperiode berechnet sich zu 0,566 s. Die größten Biegemomente treten nicht in den unteren Geschossen, sondern zwischen dem dritten und vierten Stock auf.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** On the Seismic Vibrations of a Gozyūnotō (Pagoda). Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 525—532, 1937, Nr. 4. Weshalb gerade die Gozyūnotō genannten, fünfstöckigen japanischen Pagoden trotz ihres schlanken, turmartigen Baues besonders erdbebensicher sind, ist von verschiedenen Seiten schon zu deuten versucht worden. Eingehende Untersuchungen der Verff. zeigten, daß die Widerstandskraft dieser Türme gegenüber seismischen Erschütterungen sowohl auf ihre geringe Höhe (etwa 24 m) und zugleich auch auf die Zerstreuung der Schwingungsenergie in Form elastischer Wellen zurückgeführt werden kann. Die Berechnung der Resonanzkurve und der Biegemomente auf Grund der Theorie der Verff. werden sehr ausführlich dargestellt. Auch die Berücksichtigung der zusätzlichen Eigenschwingungen eines langen, durch den ganzen Tempel herabhängenden langen Pfostens (Sinbasira) ändert an den günstigen Bedingungen des Gebäudes nur wenig.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** A Method of Minimizing the Seismic Vibrations of a Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 21—32, 1937, Nr. 1. Das Bestreben, ein Gebäude so starr als möglich zu versteifen, kann vom dynamischen Standpunkt der Erdbebensicherheit nicht gutgeheißen werden. Unter dieser Bedingung ist es nicht möglich, die gefährlich hohen Spitzen der Resonanzkurve zu vermeiden. Zwei praktische Wege, diese Resonanz abzuflachen, bestehen darin, die Zerstreuung der Schwingungsenergie in den Boden wirksam zu gestalten und eine Schwingungsdämpfung innerhalb des Gebäudes anzubringen. Die erste Art ist mit den Bodeneigenschaften meist fest gegeben. Für den zweiten Fall werden zwei verschiedene Formen vorgeschlagen und ihre Einwirkung bei ein- und dreistöckigen Bauwerken mathematisch ermittelt und in Kurven dargestellt. Die eine Dämpfungsart entspricht der Schlingertankdämpfung, die andere ist ähnlich wie bei einer Seismometerdämpfung beiderseits starr mit Fußboden und Decke verbunden.

*Schmerwitz.*

**Mishio Ishimoto et Kumizi Iida.** Expériences sur le sol. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 534—542, 1936, Nr. 4. (Japanisch mit französischer Zusammenfassung.) Untersuchungen der Veränderungen der Eigenschaften des Bodens bei zunehmendem Wassergehalt ergaben, daß die Elastizität und Viskosität abnahmen. Bei einem Wassergehalt von 53 % verschwand die Elastizität ganz.

*Schmerwitz.*

**Mishio Ishimoto and Kumizi Iida.** Determination of Elastic Constants of Soils by means of Vibration Methods. Part I. Young's Modulus. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 632—656, 1937, Nr. 4. Infolge verschiedener Bodenzusammensetzung und somit auch verschiedener Eigenschwingungen treten bei Erdbeben Unterschiede in der Stärke der Erschütterung auf. Um diese beurteilen zu können, wurden die elastischen Konstanten von Bodenproben ver-

schiedener Stadtteile von Tokio auf dynamischem Wege gemessen. Der Elastizitätsmodul wurde dann aus der ermittelten Geschwindigkeit der Longitudinalwellen und der Dichte bestimmt. Die Resonanzkurven der Bodenproben wurden mit abnehmendem Feuchtigkeitsgehalt flacher. Die Wellengeschwindigkeit, der Elastizitätsmodul und der Viskositätskoeffizient nahmen mit zunehmender Feuchtigkeit schnell ab. Bei Änderung der Feuchtigkeit von 20 auf 50 % verringerte sich z. B. die Geschwindigkeit von 400 auf 60 m. *Schmerwitz.*

**Mishio Ishimoto and Kumizi Iida.** Determination of Elastic Constants of Soils by means of Vibration Methods. Part II. Modulus of Rigidity and Poisson's Ratio. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 67—86, 1937, Nr. 1. Als Fortsetzung früherer Arbeiten wurden weitere Bodenproben von Ton und Lehm aus dem Untergrund von Tokio im Laboratorium durch Erregung von Eigenschwingungen untersucht. Durch die Wahl der Erregungsform konnte sowohl die longitudinale als auch die transversale Wellengeschwindigkeit bestimmt werden. Die verschiedenen Elastizitätskonstanten wurden hierbei ermittelt und ihre Abhängigkeit von dem Feuchtigkeitsgehalt bestimmt. Für die aus weiteren Messungen und Kurven sich ergebenden Viskositätskoeffizienten wurde ein Unterschied zwischen dem aus der longitudinalen und der transversalen Schwingung festgestellt. Das Verhältnis des ersten zum zweiten ist ungefähr 2 bei geringem Feuchtigkeitsgehalt und wird ungefähr 1 bei großem Wassergehalt. *Schmerwitz.*

**Naomi Miyabe.** Preliminary Notes on Experimental Studies on the Plastic Deformation of Soil. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 543—552, 1937, Nr. 4. Durch Bodensenkungen, die in den Stadtgebieten von Tokio und Osaka auftraten, wurden Versuche veranlaßt, die physikalischen Eigenschaften der Oberflächenschichten experimentell genauer zu bestimmen. Dem Boden entnommene Proben wurden Bieungs- und Torsionskräften unterworfen. Der zunehmende Wassergehalt der Proben vergrößerte die Auslenkung unter der Einwirkung dieser Kräfte sehr beträchtlich. Zur Beurteilung der Messungen über Änderungen bei langzeitiger Einwirkung wurde die Maxwellsche Formel herangezogen, welche sowohl die elastischen als auch die Viskositätskoeffizienten enthält. Die Viskosität ergab sich für trockene Proben größer als für feuchte. *Schmerwitz.*

**Naomi Miyabe.** Experimental Studies on the Deformation of Sand Masses due to Vertical Loads. I. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 553—558, 1937, Nr. 4. Über die Tragfähigkeit von Sandböden bei verschiedenen Tiefen der Pfeiler bestehen zwei nicht besonders gut miteinander übereinstimmende Formeln von Rankine und Coquot. Da außerdem auch nur wenige praktische Versuche über die Verformung von Sandmassen vorliegen, wurden hier mit einer Apparatur die Veränderungen des Bodeneindrucks bei zunehmenden Belastungen für verschiedene Sandproben durchgemessen. Wie die abgebildeten Kurven zeigen, nimmt der Eindruck linear mit steigender Last zu; wobei dieser Gang mitunter jedoch in einen steileren, ebenfalls linearen Gang übergeht. Dieser wird bis zu einer kritischen Last, bei der der Druckstempel sich in den Sand eingräbt, beibehalten. Der Verlauf läßt sich mit keiner der Theorien ohne weiteres vergleichen, da den veränderlichen Packungen von diesen nicht genügend Rechnung getragen wird. Die Untersuchungen sollen fortgesetzt werden. *Schmerwitz.*

**Takoshi Minakami.** The Sengataki Thermal Spring and Underground Mineral Water at the Foot of Volcano Asama. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 134—141, 1937, Nr. 1. *Dede.*

**L. Schulz.** Zur Gezeitenperiode der Ionen an der Nordsee. Meteorol. ZS. 54, 305, 1937, Nr. 8. (Bioklim. Forschungsst. Reichsamt Wetterdienst



Braunlage.) Nach eigenen und nach Messungen von Kähler und Zegula erscheint dem Verf. die Gezeitenperiode der Ionen qualitativ gesichert, während für quantitative Beziehungen die vorhandenen Messungen noch nicht ausreichen. Er vermutet, daß Kerne und Großionen ein Maximum bei Flut, die Leichtionen aber ihr Maximum bei Ebbe haben.

*F. Steinhäuser.*

**R. Weiss und R. Steinmaurer.** Messungen der Luftionen in Innsbruck. Gerlands Beitr. 50, 238—251, 1937, Nr. 2/4. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.) In einem Vorort von Innsbruck wurden in einem Villengarten nach der Entlademethode Messungen der Kleinionen (Beweglichkeit 1,0 cm/sec : Volt/cm), Mittelionen (1,0 bis 0,02 cm/sec : Volt/cm) und Großionen (0,02 bis 0,0003 cm/sec : Volt/cm) von Mai bis September 1936 und Aufnahmen des Ionenspektrums in sieben Bereichen durchgeführt. Bei ständigem sommerlichen Schönwetter wurde der von Booi j bei gelegentlichen Messungen festgestellte hohe Wert von großen Mittelionen nicht gefunden. Als Mittelwerte ergaben sich aus ungefähr 130 Messungen 3570 positive und 3572 negative Großionen, 588 positive und 568 negative Mittelionen und 339 positive und 304 negative Kleinionen. Die Zahl der Großionen ist am Vormittag hoch, hat mittags das Maximum und sinkt nachmittags rasch ab; ähnlich ist es bei den Mittelionen; die Kleinionen erreichen aber erst nachmittags ihr Maximum. Mit wachsender Großionenzahl nimmt die Zahl der Kleinionen ab; die Zahl der Mittelionen nimmt bei niedriger Großionenzahl (bis 2500) ab, bei hohen Großionenzahlen mit diesen stark zu. Nach lang anhaltendem Regen ist die Zahl der Großionen niedrig. Bei Morgennebel nimmt die Zahl der Großionen stark zu, die der Mittel- und Kleinionen aber ab. Bei Föhnwetter nimmt die Zahl der Großionen ab und die der Kleinionen zu; es sind dabei bei den Großionen die negativen und bei den Kleinionen die positiven zahlreicher. Mit zunehmender Feuchtigkeit steigt die Zahl der Großionen, die der Mittel- und Kleinionen sinkt aber. Das Verhältnis zwischen ungeladenen und geladenen Kondensationskernen betrug bei Einbeziehung der Mittelionen 1,76 und bei Ausschaltung der Mittelionen 2,25.

*F. Steinhäuser.*

**J. H. C. Lisman.** Zonne-activiteit en radio-ontvangst in 1936. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 7, 141—148, 1937, Nr. 5. Beobachtungen über die für die transatlantische Radiotelephonie am meisten geeignete Wellenlänge, in Abhängigkeit der Sonnenfleckenhäufigkeit. Die empirische Formel für den Verkehr zwischen Europa und Nordamerika  $f = 0,1 s + 12,5$  ( $s$  = Fleckenhäufigkeit,  $s = 10$  in 1933,  $s = 80$  in 1936,  $f$  = Frequenz in Megahertz) ist gut bestätigt befunden (1933: 20 m, 1936: 15 m). Eine Tabelle über die Häufigkeit des Dellinger-Effektes (Ausfallen des Empfanges kurzer Wellen während 10 bis 20 min auf dem sonnenbeschienenen Halbrund) wird mitgeteilt.

*de Groot.*

**R. R. Bajpai and K. B. Mathur.** Group velocity curves for radio-wave propagation in the ionosphere. Indian Journ. of Phys. 11, 165—175, 1937, Nr. 3. (Univ. Allahabad.) Für den ordentlichen und außerordentlichen Stahl und die Gruppengeschwindigkeit bei verschiedenen Wellenlängen berechnet und gezeichnet. Es ergeben sich Maxima und Minima und so auch mehrere Reflexionsmöglichkeiten.

*Riewe.*

**Theodore R. Gilliland, Samuel S. Kirby, Newbern Smith and Stephen E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere and their application to radio transmission. Bur. of Stand. Journ. of Res. 18, 645—667, 1937, Nr. 6 (RP. 1001). In einer großen Zahl von Schaubildern sind Monatsmittel für jede Tagesstunde aufgezeichnet für virtuelle Höhe und kritische Frequenz. Die Beobachtungen umfassen den Zeitraum von Mai 1934 bis Dezember 1936. Der Einfluß auf die drahtlose Übermittlung wird besprochen.

*Riewe.*



**V. Kessenikh, H. Baerwald, N. Bulatov and V. Denisov.** Observations of the ionosphere during the total eclipse of the sun of June 19th, 1936 in the town of Tomsk. *Techn. Phys. USSR*, **4**, 466—484, 1937, Nr. 6. (Phys.-Techn. Inst. Tomsk.) Mikhailov hatte die Grenzen der „Korpuskularfinsternis“ für verschiedene Korpuskelgeschwindigkeiten gezeichnet, die Karte wird hier wiedergegeben. — In allen so gewonnenen Gebieten und auf der Linie der optischen Finsternis liegt Tomsk. Während der Finsternis wurden auf Wellen zwischen 30 und 127 m Ionosphärenbeobachtungen ausgeführt. Die Ergebnisse zeigen eine Abnahme der  $F_2$ -Ionisation zur Zeit der optischen Finsternis und zu einer Zeit, die Korpuskelgeschwindigkeiten von 1,6 bis  $2,0 \cdot 10^3$  km/sec entsprechen, so daß der Einfluß einer korpuskularen Strahlung wahrscheinlich gemacht ist. Die Deutung der Ergebnisse ist durch die gleichzeitigen magnetischen Ströme erschwert worden. *Riewe.*

**Newbern Smith.** Extension of normal-incidence ionosphere measurements to oblique-incidence radio transmission. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **19**, 89—94, 1937, Nr. 1 (RP. 1013). Aus den senkrechten Ionosphärenbeobachtungen kann die Grenzfrequenz für eine Übertragungsstrecke auf eine einfache graphische Weise gewonnen werden. Ein Blatt mit einer für eine bestimmte Entfernung berechneten sec-Durchmesser-Kurve wird so auf das Frequenz-virtuelle Höhe-Diagramm gelegt, daß die berechnete Kurve die experimentelle berührt. Eine Marke zeigt dann die größte für die bestimmte Entfernung benutzbare Frequenz. *Riewe.*

**S. K. Mitra and K. K. Roy.** Anomalous Dielectric Constant of Artificial Ionosphere. *Nature* **140**, 586—587, 1937, Nr. 3544. (Univ. Coll. Sc. Calcutta.) Die vollständige Dispersionsformel für teilweise ionisiertes Gas zeigt, daß die Dielektrizitätskonstante auch Werte, die größer als 1 sind, annehmen kann; die bisherige Ablehnung dieser Möglichkeit ist durch Benutzung einer Näherung erklärbar. Die Dielektrizitätskonstante beträgt für eine Ionenkonzentration unter  $N = 10^3 \text{ cm}^{-3}$  unverändert 1, nimmt dann bis  $10^5$  ab bis fast 0, um dann ziemlich steil anzusteigen und sehr große Werte zu erreichen. Dies Ergebnis wird bestätigt durch Experimente, die eine Dielektrizitätskonstante größer als 1 ergaben. *Riewe.*

**Ivo Ranzi.** Sugli agenti di ionizzazione dell'alta atmosfera. *Cim. (N. S.)* **14**, 145—170, 1937, Nr. 4. Während die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung zur Bildung der  $D$ -,  $C$ -,  $E$ -,  $E_2$ - und  $F_1$ -Schichten in der Atmosphäre ausreicht und die beobachteten Werte unter dieser Annahme berechnet werden können, kann man durch die ultraviolette Strahlung der Sonne die Ionisierung in der  $F_2$ -Schicht nicht erklären. Auf Grund der Beobachtungen während der Sonnenfinsternis und auf Grund der Zahl der Elektronenstöße wird angenommen, daß die Ionisierung der  $F_1$ -Schicht zum Teil auf einer von der Sonne ausgehenden Elektronenstrahlung beruht, die infolge des Erdmagnetismus die ganze Erde umgibt und auch im Sonnenschatten vorhanden ist. Außer einem ausgedehnten theoretischen Teil enthält die Arbeit auch einen experimentellen. Die verbesserte Meßanordnung wird beschrieben. *Schön.*

**Jean Lugeon.** Warnungskalender für radiometeorologische Peilstörungen auf Nachtflugstrecken, besonders in der Schweiz. *Gerlands Beitr.* **50**, 348—359, 1937, Nr. 2/4. (Zürich.) Um Sonnenaufgang treten Änderungen in der Ionosphäre ein, die die radiogoniometrischen Peilungen von Flugzeugen stören können. Die Störungen betreffen hauptsächlich die Raumwellen, die in der Ionosphäre reflektiert werden. Es wird ein Kalender angegeben, der die Zeiten enthält, zu denen die Raumwellen durch ionosphärische

Änderungen besonders gestört sind. Die Intensität der Störungen ist von Tag zu Tag sehr veränderlich; sie hängt von der Stärke der Bombardierung durch Sonnen-  
elektronen ab und kann nicht vorausbestimmt werden. Die Störung beginnt mit  
Sonnenaufgang in der Ionosphärenhöhe (100 km). Der Kalender gibt in einem  
Störungsdiagramm für jeden Tag Beginn und Ende der Störungen des Raumwellen-  
empfangs und in einem Geschwindigkeitsdiagramm und einem Höhendigramm  
Anhaltspunkte zur Beurteilung der Empfangsmöglichkeit der direkten Wellen.

*F. Steinhauser.*

**Th. Neugebauer.** Zu dem Problem des Kugelblitzes. *ZS. f. Phys.* **106**,  
474—484, 1937, Nr. 7/8. (Inst. theoret. Phys. Univ. Budapest.) Mit Hilfe der neuen  
Erkenntnisse, welche die Wellenmechanik geliefert hat, wird hier der Versuch  
gemacht, eine eingehend begründete theoretisch-physikalische Erklärung der  
Existenzmöglichkeit eines Kugelblitzes zu geben. Es wird berechnet, unter welchen  
Umständen ein aus positiven Gasionen und negativen Elektronen bestehendes Gas-  
gemisch zusammengehalten werden kann. Wie sich herausstellt, sind hierfür die  
quantenmechanischen Austauschkräfte allein maßgebend, während die *Coulomb-*  
schen Anziehungskräfte nur eine geringe Rolle spielen. Wenn die Dichte der Elek-  
tronen in der Kugel von der gleichen Größenordnung ist wie die der Moleküle bei  
Atmosphärendruck, wird für einen stabilen Zustand dieses Systems eine Temperatur  
von 360° C ermittelt. Dieser Fall entspricht der ersten Art der Kugelblitze, die als  
relativ harmlose in der Luft frei schwebende Kugeln beobachtet wurden. Bei  
höheren Temperaturen und entsprechend den hier durchgeführten Ableitungen  
damit verbundenen größeren Dichten der Ionen und Elektronen muß solche Kugel  
wesentlich größere Energie enthalten. Diesem Fall entspricht die beobachtete, etwas  
gefährlichere zweite Art von Kugelblitzen, die wegen ihrer größeren Dichte nicht  
frei schweben können, sondern irgendwo anliegen und außerdem heller leuchten.  
Aus der Theorie lassen sich sowohl diese Eigenschaften sowie ihre Lebensdauer von  
einigen Sekunden erklären. Die gesamte Energie derartiger Blitze beträgt etwa  
 $3 \cdot 10^{11}$  erg, das ist der 10<sup>4</sup>-te bis 10<sup>5</sup>-te Teil der Energie eines Linienblitzes. Nach  
den vorliegenden Überlegungen entstehen die Kugelblitze nur am Ende eines  
Blitzentladungskanals infolge der hohen Stromdichte und der starken Abbremsung  
an dieser Stelle.

*Schmerwitz.*

**E. J. Workman and R. E. Holzer.** A Multiple Camera for Lightning  
Studies. *Phys. Rev.* (2) **52**, 256, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ.  
New Mexico.) Kurzer Hinweis auf eine verbesserte, mit drei rotierenden Trommeln  
versehene Kamera für Blitzaufnahmen, mit der 30 bis 40 Aufnahmen hintereinander  
ohne Zwischenöffnung ausgeführt werden können.

*Schmerwitz.*

**Ryūtārō Takahasi.** Observations on Earth Current during the  
Solar Eclipse of June 19, 1936. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo* **15**, 109—112,  
1937, Nr. 1. An vier Stationen in Japan wurden während der Sonnenfinsternis am  
19. Juni 1936 Erdstrombeobachtungen bei etwa 100 m Elektrodenabstand aus-  
geführt. Die Form der Erdelektroden wird eingehend beschrieben. Die Regi-  
strierungen zeigen einigermäßen erkennbare Einwirkungen von etwa 6 Stunden vor  
bis 8 Stunden nach der Finsternis.

*Schmerwitz.*

**Ch. Maurain.** Sur le rôle possible de vibrations mécaniques et  
des perturbations magnétiques dans les variations de la  
distribution du champ magnétique terrestre. *Gerlands Beitr.* **50**,  
229—230, 1937, Nr. 2/4. (Paris.)

*Steinhauser.*

Der magnetische Charakter des Jahres 1936, der numerische  
magnetische Charakter der Tage 1936. *Meteorol. ZS.* **54**, 385, 1937,  
Nr. 10.

*Dede.*

**A. G. McNish.** On the Ultraviolet Light Theory of Magnetic Storms. Phys. Rev. (2) 52, 155—160, 1937, Nr. 3. Berichtigung ebenda S. 762, Nr. 7. (Carnegie Inst. Wash.) An Hand von vorliegendem und mitgeteiltem Beobachtungsmaterial wird gezeigt, daß eine von E. O. Hulburt und H. B. Maris entwickelte Theorie über den unmittelbaren Zusammenhang der plötzlich auftretenden erhöhten Aussendung ultraviolett Lichtes von der Sonne mit den magnetischen Stürmen nicht zu Recht bestehen kann. *Pichtl.*

**W. F. G. Swann.** The Electrodynamical Force Equation in its Bearing upon the Evidence for the Existence of a New Cosmic-Ray Particle. Phys. Rev. (2) 52, 387—390, 1937, Nr. 5. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Theoretische Überlegungen, den Energieabbau von Teilchen mit einer nahe  $c$  liegenden Geschwindigkeit zu erfassen (Einführung einer relativistischen Invariante). Besonderer Wert wird auf die Frage nach der Existenz eines neuen Höhenstrahlenteilchens (Neutrino) gelegt. *Juifls.*

**Thomas H. Johnson.** The Vertical Cosmic Ray Intensity up to 43,5 mm Hg. Phys. Rev. 52, 255, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Frankl. Inst.) Angaben über einen Pilotaufstieg, bei welchem die Intensität der Höhenstrahlung mit zweifach Koinzidenzapparaten durch Radiosonde 2 Stunden 41 Minuten lang gemessen wurde. Die Ergebnisse sollen später veröffentlicht werden. *Kolhörster.*

**H. J. Bhabha.** Experiment Test of the Proton-Neutron Exchange Interaction. Nature 139, 1021—1022, 1937, Nr. 3528. (Inst. Theoret. Phys. Copenhagen.) Im Anschluß an die Mitteilung des Verf. (Phys. Ber. 16, 554, 1935) über eine Austauschwechselwirkung zwischen Proton und Neutron bei ihrem Zusammenstoß beim Durchgang sehr schneller Teilchen durch Materie, werden die Wahrscheinlichkeiten für Dreifach- und Zweifachkoinzidenzen bei 3 in einer senkrechten Ebene angeordneten Zählrohren berechnet, wobei das einfallende Teilchen ein zweites in der Vorwärtsrichtung fortstößt usw. Das Verhältnis zwischen den Dreifach- zu den Zweifachkoinzidenzen soll Schlüsse in bezug auf diese Austauschwechselwirkung erlauben, falls eine ausreichend dicke Schicht eines schweren Stoffes (mindestens 50 cm Pb) zwischen jedem Zählrohrpaar vorhanden ist (bei Ultrastrahlungsuntersuchungen). *Swinne.*

**Arthur E. Ruark and Forest E. Brammer.** The Efficiency of Counters and Counter Circuits. Phys. Rev. (2) 52, 322—324, 1937, Nr. 4. Berichtigung ebenda S. 885, Nr. 8. (Univ. Chapel Hill, N. Carol.) Durch das begrenzte Auflösungsvermögen der einzelnen Elemente einer Zählrohranordnung wird ein gewisser Teil der Zählrohrstöße von der Anordnung nicht registriert. Bezeichnet man mit  $\tau_c$ ,  $\tau_i$  und  $\tau_r$  die Auflösungsvermögen des Zählrohres, des Verstärkers und des Zählwerkes, so ist für die günstigste Zählbedingung ( $\tau_c = \tau_i$ ), wenn  $f$  die Zahl der vom Zähler wirklich aufgenommenen Teilchen bedeutet, die Zahl der registrierten Stöße

$$(1 + f\tau_r)^{-1} \text{ für } \tau_r < \tau_i, e^{-f(\tau_r - \tau_i)} / (1 + f\tau_i), \text{ für } \tau_r > \tau_i. \quad \text{Juifls.}$$

**J. H. E. Griffiths.** A circuit for counting impulses at high speeds of counting. Proc. Phys. Soc. 49, 85—88, 1937, Nr. 2 (Nr 271). (Clarendon Lab. Oxford.) Es wird ein Verstärker beschrieben, der mit einfachen Mitteln (Thyratronschaltung) gestattet, das Zählwerk immer nur auf den  $n$ -ten Impuls ansprechen zu lassen (Frequenzuntersetzer). Das Auflösungsvermögen der Anordnung wird diskutiert. *Juifls.*

**J. Clay.** Ionization by Gamma-Rays and Cosmic Rays in Gases at High Pressure and High Collecting Fields. Phys. Rev. (2) 52,



143—148, 1937, Nr. 3. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Kritik von Bowen und Cox an den Untersuchungen von Clay und Mitarbeitern über die Sättigungskurven bei hohen Drucken und Wandspannungen sowie die Bestimmung der absoluten Ionisierungsstärke durch Höhenstrahlung, daß die Wiedervereinigung in der Ionisationskammer einen wesentlichen Fehler bedinge, wird unter Zusammenfassung der bisher gefundenen Ergebnisse als nicht stichhaltig aufgezeigt. *Juilfs.*

**Alexandre Dauvillier.** Sur un compteur universel. C. R. 205, 36—37, 1937, Nr. 1. Das Richter-Geffken-Relais kann am Neher-Harper-Verstärker bei geeigneter Schaltung als Photonenzähler und Zählrohr für Höhenstrahlen Verwendung finden. *Juilfs.*

**J. Clay.** The specific ionisation in air for cosmic rays and gamma rays. Physica 4, 645—647, 1937, Nr. 8. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Aus den Ionisierungsstärken mit zwei verschiedenen Wandspannungen (einer Ionisationskammer) wird das Verhältnis der spezifischen Ionisation der Höhen- zu der der  $\gamma$ -Strahlung in Luft nach der Formel  $t/T = 1 + (\alpha N_0/8\pi D) f(x)$  [Zanstra] zu 0,31 gefunden. *Juilfs.*

**J. Clay and M. A. v. Tijn.** The determination of Eve's constant as a proof for the saturation of the ionisation in air at high pressures. Physica 4, 648—650, 1937, Nr. 8. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Sättigungskurven der Ionisation durch Ra-C- $\gamma$ -Strahlung in Luft bis zu Drucken von 147 Atm. gestatten durch Trennung der Wand- und Gasionisation die Bestimmung der Eveschen Konstanten; aus den angegebenen Messungen wird ein Wert von  $4,4 \cdot 10^6$  I gefunden (Eve  $4,26 \cdot 10^6$  I; Reitz  $4,30 \cdot 10^6$  I). *Juilfs.*

**Louis Leprince-Ringuet.** Recherches sur l'interaction avec la matière des particules des très grande énergie. Electrons d'origine diverses et particules du rayonnement cosmique. Ann. de phys. (11) 7, 5—70, 1937, Jan. Umfangreiche Versuchsreihen über die Vorgänge beim Durchgang energiereicher Elektronen durch Materie wurden mit einer Wilsonschen Nebelkammer im Magnetfeld des großen Elektromagneten der Académie des Sciences durchgeführt. Der untersuchte Energiebereich liegt zwischen einigen  $10^6$  und  $10^{10}$  e-V. Die Versuche zeigen für Teilchen zwischen 1 und  $3 \cdot 10^6$  e-V wesentliche Abweichungen von den theoretischen Rechnungen. Die Absorption der weichen Komponente der Höhenstrahlung ist nicht proportional der Atomnummer des absorbierenden Materials, wie für energieärmere Elektronen, sondern geht etwa proportional dem Quadrat der Atomnummer. Für die Höhenstrahlenteilchen mit positiver Ladung wird größtenteils eine Energie von über  $2,5 \cdot 10^6$  e-V gefunden. *Juilfs.*

**St. Ziemecki.** Use of Krypton-filled Ionization Chambers for Cosmic Ray Measurements. Nature 140, 150—151, 1937, Nr. 3534. (Main School Agricult. Phys. Lab. Warsaw.) Es wird auf den Vorteil der höheren Ionisierungsstärke in kryptongefüllten Ionisationskammern für Höhenstrahlungsmessungen hingewiesen. Bei Drucken von etwa 15 Atm. werden die Ionisierungsstärken der Ra-C- $\gamma$ -Strahlung in Stickstoff, Argon und Krypton gemessen; die Ionisierungsverhältnisse für Ra-C- $\gamma$ -Strahlen zeigen danach das gleiche Verhalten wie bei Juilfs und Masuch (vgl. diese Ber. 18, 1257, 1937) für eine Atmosphäre. *Juilfs.*

**A. Prokofjev.** Torch ion counter. C. R. Moskau (N.S.) 16, 41—43, 1937, Nr. 1. (Inst. Exp. Meteorol. Leningrad.) Eine Elektrode an einem energiestarken Kurzwellengenerator gibt in der positiven Halbperiode Flammerscheinungen, die durch Einbringen der Elektrode in ein starkes elektrisches Feld zum Verlöschen



gebracht werden. Bei Bestrahlung der Elektrode durch Röntgen- oder radioaktive Strahlen treten entsprechend der Stärke der Strahlenquelle statistisch verteilt Lichtblitze auf, so daß diese Anordnung wie ein Geiger-Müller-Zähler verwendet werden kann. Die Empfindlichkeit ist gegenüber diesem allerdings geringer; außerdem zählt der neue Zähler nur in der positiven Halbperiode.

*Juifls.*

**Julian L. Thompson.** Solar Diurnal Variation of Cosmic-Ray Intensity as a Function of Latitude. *Phys. Rev.* (2) **52**, 140—141, 1937, Nr. 2. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago. Ill.) Die sonnentägliche Periode wird in Abhängigkeit von der Breite des Beobachtungsortes untersucht und das Maximum mit größerer Breite zu späteren Zeiten gefunden.

*Juifls.*

**M. S. Vallarta.** Longitude Effect of Cosmic Radiation and the Position of the Earth's Magnetic Centre. *Nature* **139**, 24—25, 1936, Nr. 3505. Es wird auf die Diskrepanz zwischen dem theoretisch erwarteten Ort des Intensitätsmaximums und -minimums der Höhenstrahlung am geomagnetischen Äquator und den Messungen von Compton, Hoerlin u. a. aufmerksam gemacht; die Theorie sagt das Maximum für 12° westliche, das Minimum für 168° östliche geometrische Länge voraus, während die Messung 80° westlich bzw. 100° östlich als entsprechende Werte ergab. [Inzwischen hat Lemaître (vgl. diese Ber. 18, 1907, 1937) die Diskrepanz bis zu einem gewissen Teile durch die überwiegend positive Ladung der Teilchen erklären können.]

*Juifls.*

**K. Schmeiser und W. Bothe.** Sekundäre Ultrastrahlen kleiner Winkeldivergenz. *Naturwissensch.* **25**, 669—670, 1937, Nr. 41. (Inst. f. Phys. Kaiser Wilhelm-Inst. f. mediz. Forsch. Heidelberg.) In Fortsetzung früherer Versuche über Schauer mit Divergenzwinkeln  $< 10^\circ$ , die Teilchen wesentlich größeren Durchdringungsvermögens enthalten als solche mit großem Öffnungswinkel, wurde die Rossische Sekundärstrahlkurve für Auslöseschichten bis zu 22 cm Blei aufgenommen. Es ergeben sich zwei Maxima bei 1,7 und 17 cm Blei. Mit kleiner werdendem Divergenzwinkel tritt das zweite Maximum gegenüber dem ersten stärker hervor. Absorptionsmessungen der Sekundärstrahlung des ersten und zweiten Maximums ergaben merkwürdigerweise gleiche Härte der Sekundärteilchen. Die Verf. deuten die Vorgänge beim zweiten Maximum qualitativ in der Weise, daß die harte Komponente der Ultrastrahlung Sekundärteilchen großer Reichweite, aber kleiner Divergenz auslöst, die in genügend dicken Absorberschichten durch Strahlenmultiplikation nach Bhabha-Heitler in die gewöhnlichen Schauer mit geringem Durchdringungsvermögen und großer Winkeldivergenz übergehen. Darüber überlagern sich die Wirkungen der „weichen“ Komponente der Ultrastrahlung, welche das erste Maximum der Rossi-Kurve erzeugt. (Eine ausführliche Veröffentlichung wird in Aussicht gestellt.)

*A. Sittkus.*

**W. E. Ramsey and W. E. Danforth.** Determination of the Shower Producing Efficiency of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.* (2) **51**, 1105, 1937, Nr. 12. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Unter Pb (bis zu 36 mm) wurden die Koinzidenzen zwischen zwei übereinander angeordneten Sätzen von je vier sehr dünnwandigen Zählrohren gemessen, die mit  $H_2$  unter niedrigem Druck (20 Torr) gefüllt waren. Die Wahrscheinlichkeit einer Zählrohrerregung durch einen einzelnen Strahl ist hierbei sehr viel kleiner als 1; dagegen sind diese Zählrohre sehr empfindlich zum Nachweis von Elektronenschauern, die über ihnen entstehen. Aus ihren Meßergebnissen folgern die Verf., daß (bei Gültigkeit der Bethe-Heitler-Theorie für schnelle Elektronen) die Mehrzahl der durch solche Zählrohrsätze am Meeresspiegel nachweisbaren Strahlen nicht Elektronen sind. Vgl. Rossi (diese Ber. 14, 1596, 1933) sowie Street und Mitarbeiter (diese Ber. 16, 2133, 1935).

*Swinne.*

**Hu Chien Shan, B. B. Kisilbasch and D. Ketiladge.** Investigation of Cosmic-Ray Showers at 4000 m. above Sea-Level. Proc. Roy. Soc. London (A) 161, 95—107, 1937, Nr. 904. Untersuchungen über Höhenstrahlenschauer wurden in Koinzidenzanordnungen bis zu fünf Zählrohren entsprechend Follet und Crawshaw (s. diese Ber. 17, 2279, 1936) auf dem Kastek (4000 m) ausgeführt zum Vergleich mit den Ergebnissen von Hu Chien Shan (Phys. Ber. 18, 1910, 1937) in London. Die in C, Mg, Al, Fe, Cu, Zn, Sn, Pb erzeugte Anzahl der Schauer nimmt, ebenso wie in Seehöhe, mit steigender Atomnummer  $Z$  etwas weniger als  $Z^2$  zu. Die Anzahl der Strahlen im Schauer wächst mit  $Z$  und zunehmender Dicke des schauerbildenden Materials. Nicht alle Strahlen eines Schauers werden also in einem einzigen Akt erzeugt. Die Absorption der Strahlen eines Schauers entspricht etwa einem  $Z$ -Gesetz, ist also durch die Außenelektronen des absorbierenden Materials hauptsächlich bedingt. Die in leichteren Elementen erzeugten Schauerstrahlen haben durchschnittlich längere Reichweite als in schwereren Elementen gebildete. Daher kann die mittlere Gesamtenergie der Schauer von verschiedenen Elementen etwa konstant sein. Schauer aus Blei enthalten Strahlen mit Reichweiten von einigen Millimetern Blei bis zu mehreren Zentimetern oder noch mehr. Bestimmte Reichweiten gibt es für keine Schauerstrahlen. Die Absorption der Schauerstrahlen ist verschieden von der des Schauers als Einheit. Infolgedessen ist die Beziehung zwischen der Reichweite der Schauerstrahlen und der für die Schauerbildung günstigen Schichtdicke unhaltbar.

*Kolhörster.*

**J. R. Oppenheimer.** On the Elementary Interpretation of Showers and Bursts. Phys. Rev. (2) 50, 389, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Theoretische Überlegungen über den Energieverlust von Höhenstrahlenteilchen durch Ionisation und Strahlung führen zu dem Ergebnis, daß für eine Anfangsenergie von  $3 \cdot 10^9$  e-V das Maximum für die austretende Teilchenzahl (Elektronen und Positronen) für 2,2 cm Pb (12 Teilchen) und 45 cm Al (2,3 Teilchen) erreicht ist; für eine Teilchenenergie von  $10^{12}$  e-V wird für 6 cm Pb mit 2000 austretenden Teilchen das Maximum erreicht.

*Juüls.*

**Darol K. Froman und J. C. Stearns.** The Effects of Time and Meteorological Factors on the Intensities of Cosmic Ray Primaries and Showers. Phys. Rev. 52, 255, 1937. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mac Donald Coll., Mc Gill Univ.; Univ. Denver.) Mit Dreifachkoinzidenzen wurden die Intensitäten von vertikal einfallenden Höhenstrahlen 1500 Stunden, die von Schauern aus Blei etwa 3000 Stunden lang registriert und im täglichen Verlauf die Abhängigkeit der Intensitäten von Orts- und Sternzeit, Luftdruck und Temperatur, Feuchtigkeit und erdmagnetischen Horizontalintensität durch harmonische Analyse dargestellt.

*Kolhörster.*

**Darol K. Froman und J. C. Stearns.** Cosmic-Ray Shower Production Curves on Mt. Evans. Phys. Rev. (2) 52, 382—385, 1937, Nr. 4. (Mc Donald Coll. Mc Gill Univ.; Univ. Denver, Colorado.) Die Verschiedenheit der Kurven für die Schauerhäufigkeit in Abhängigkeit von der Dicke des streuenden Materials (Rossi-Kurve) von Woodward und den Verff. läßt sich nach Y. Watase (vgl. Phys. Ber. 18, 1911, 1937) dadurch erklären, daß z. B. Schauer mit zwei Teilchen proportional der Dicke, Schauer mit vier Teilchen proportional dem Quadrat der Dicke des Streukörpers auftreten und daher je nach der Geometrie der Anordnung der Anstieg anders gefunden wird. Das Maximum wird mit teilchenreicheren Schauern zu größeren Schichtdicken erhalten.

*Juüls.*

**P. M. S. Blackett and J. G. Wilson.** The Energy Loss of Cosmic Ray Particles in Metal Plates. Proc. Roy. Soc. London (A) 160, 304—323,

1937, Nr. 901. In einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer werden die Energieverluste von Höhenstrahlenteilchen mit Anfangsenergien zwischen  $0,2$  bis  $6 \cdot 10^4$  e-V durch den Unterschied der Bahnkrümmungen vor und nach Durchsetzen der in der Mitte der Kammer angebrachten Blei- oder Aluminiumplatte bestimmt. Für Blei wird der mittlere Energieverlust  $R = E^{-1} \cdot dE/dx$  zu  $1,5$  für Energien bis  $2 \cdot 10^4$  e-V bestimmt; dann fällt  $R$  rasch auf  $0,4$  für  $E = 5 \cdot 10^4$  e-V und langsam weiter auf  $0,03$  für  $E = 4 \cdot 10^5$  e-V ab. Die Werte für Aluminium betragen etwa ein Fünftel der Werte für Blei. Die Resultate stimmen mit denen von Anderson und Neddermayer sowie Crussard und Leprince-Ringuet überein, jedoch kann eine Abhängigkeit des Energieverlustes vom Ladungsvorzeichen (vgl. Crussard und Leprince-Ringuet) nicht gefunden werden. Die Resultate stehen im Widerspruch mit der Voraussage der Quantenmechanik, können aber gut durch eine einfache analytische Approximation des Thomas-Fermischen Atomfeldes (Williams, Nordheim) in einem Energiebereich von fast zwei Zehnerpotenzen in Übereinstimmung mit der Theorie gebracht werden.

*Juifls.*

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher.** The Influence of the Earth's Magnetic Field on Cosmic-Ray Intensities up to the Top of the Atmosphere. Phys. Rev. (2) **52**, 80—88, 1937, Nr. 2. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Aus drei Serien von Pilotballonaufstiegen mit registrierenden Elektrometern in  $3, 38,5$  und  $53^\circ$  nördl. magn. Breite werden Schlüsse über die Absorptionsvorgänge gezogen, die im wesentlichen den exponentiellen Absorptionsverlauf und die Bestätigung der Bethe-Heitlerschen Theorie der Sekundärenzeugung ergeben.

*Juifls.*

**W. Heitler.** Absorption of the Soft Component of Cosmic Radiation. Nature **140**, 235, 1937, Nr. 3536. (H. H. Wills Phys. Lab. Univ. Bristol.) Die Absorption der weichen Komponente der Höhenstrahlung kann durch ein  $dE/E^{\gamma+1}$ -Gesetz für  $\gamma$  zwischen  $1$  und  $2$  beschrieben werden; die Absorption geschieht in erster Näherung proportional der Masse des Absorbers.

*Juifls.*

**Erwin Schopper.** Nachweis von Neutronen der Ultrastrahlung in photographischer Emulsion. Naturwissensch. **25**, 557—558, 1937, Nr. 34. (Phys. Inst. T. H. Stuttgart.) Frisch gegossene photographische Platten von besonderer Emulsion (von der I. G. Farben-Agfa) werden, zum Teil mit Blei, zum Teil mit Paraffin bedeckt, in  $200$  m ü. M. und auf dem Jungfraujoch ( $3400$  m ü. M.) je  $400$  Stunden und ferner mit unbemannten Ballonen in der Stratosphäre zwischen  $14$  und  $22$  km  $6\frac{1}{2}$  Stunden lang der Ultrastrahlung exponiert. Es ergibt sich hinter Paraffin eine merklich größere Zahl von Bahns Spuren von Protonen als hinter Pb, die als Sekundäreffekt von Neutronen in der Ultrastrahlung zu deuten sind. Die Bahns Spuren werden dabei mit dem Mikroskop bei  $500$ - bis  $1000$ facher Vergrößerung ausgezählt und sind durch die Dichte der Körner von den Bahns Spuren von  $\alpha$ -Teilchen zu unterscheiden, da der mittlere Kornabstand für  $\alpha$ -Teilchen  $= 1,9 \pm 0,3\mu$ , derjenige für Protonen  $= 2,5$  bis  $6\mu$ , je nach der Energie beträgt. Protonen von merklich mehr als  $10^7$  e-V-Energie sind wegen des großen Kornabstandes nicht mehr als deutliche Bahns Spuren zu erkennen. — Die Zahl der Protonen, die hinter  $1$  mm Paraffin in der Stunde und pro  $\text{cm}^2$  beobachtet werden, ändert sich in den Höhen  $200, 3400$  und  $18000$  m von  $0,07$  zu  $0,28$  zu  $5,1$ , nimmt also merklich so zu, wie die Gesamtintensität der Ultrastrahlung. Die Neutronen, die diese Protonen erzeugen, sind also ein Bestandteil der Ultrastrahlung und zwar sind es, wie aus der Reichweite der Protonen zu schließen ist, schnelle Neutronen. Dabei wird auch die Verlangsamung der Neutronen beim Durchlaufen der Atmosphäre nach-



gewiesen, indem die relative Häufigkeit der Protonen hoher Energie mit größerer durchlaufener Luftschicht abnimmt. — Mit borhaltiger Emulsion (Ilford-Platte R<sub>5</sub>) werden durch die bei der Borzertrümmerung entstehenden  $\alpha$ -Teilchen auch langsame Neutronen nachgewiesen, ähnlich denen von E. Fünfer. Ihre Zahl nimmt aber mit der Höhe langsamer zu als die Ultrastrahlung und die Zahl der schnellen Neutronen.

*E. Regener.*

**Johannes Juilfs.** Über die Herkunft der zusätzlichen Ionisation in den Sperrschichten der höheren Atmosphäre. Phys. ZS. 38, 691, 1937, Nr. 18. (Inst. f. Höhenstrahlenf. Univ. Berlin.) Die Tatsache, die Ionisation durch radioaktive  $\gamma$ - und Höhenstrahlung durch gleichzeitige Beobachtung mit zwei Ionisationskammern verschiedener Gasfüllung unterscheiden zu können (Juilfs und Masuch, vgl. diese Ber. 18, 1257, 1937), bot die Möglichkeit zur Untersuchung der zusätzlichen Ionisation in Sperrschichten. Auf 14 Freiballonsfahrten, wobei als größte Höhe 10 000 m erreicht wurde, konnte die Aktivität von Sperrschichten (zusätzliche radioaktive  $\gamma$ -Strahlung in diesen Schichten) nachgewiesen werden. Da die Aktivität mit der Höhenlage der Sperrschichten zunimmt, wird sie von radioaktiven Massen außerterrestrischen Ursprungs (Meteorente u. dgl.) angenommen. Eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse wird angekündigt.

*Juilfs.*

**Jean Crussard et Louis Leprince-Ringuet.** Etude dans le grand électroaimant de Bellevue de traversées d'écrans par des particules du rayonnement cosmique. C. R. 204, 240—242, 1937, Nr. 4. Vgl. diese Ber. 18, 1907, 1937.

*Juilfs.*

**E. J. Williams.** Primary ionization in helium and hydrogen. Proc. Cambridge Phil. Soc. 33, 179—182, 1937, Nr. 1. (Gonville and Caius Coll.) Die Anzahl der pro Bahnzentimeter in Wasserstoff und Helium durch Höhenstrahlen-elektronen erzeugten Ionen wird von Cosyns praktisch gleich gefunden. Es wird die theoretische Begründung angegeben und die Ionenzahl in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens diskutiert.

*Juilfs.*

**Carl Størmer.** On the trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Fifth communication. Astrophys. Norvegica 2, 1—121, 1936, Nr. 1. Für Bündel von Teilchen im magnetischen Dipolfeld, für die die Bahnasymptoten in Richtung oder senkrecht zu den magnetischen Achsen verlaufen, werden die Bahnen durch numerische Integration ermittelt. Die Beispiele der teilchenreichen Bündel müssen im Original nachgelesen werden. Anwendungsmöglichkeiten für die Verteilung von Höhenstrahlen auf der Erdoberfläche werden aufgezeigt und einige numerische Angaben gemacht. Unter anderem werden auch die Anwendungen für die Birkelandschen und Brücheschen Experimente gezeigt.

*Juilfs.*

**Carl Størmer.** Dasselbe. Sixth communication. Ebenda S. 193—248, 1937, Nr. 4. Es wird eine Methode zur Lösung des Problems angegeben, aus welchem Gebiet des Sternsystems ein Höhenstrahlenteilchen stammt, wenn Beobachtungszeit und -ort, Einfallrichtung, Energie und Ladungsvorzeichen von Beobachtungen her bekannt sind. Anwendungen und Näherungslösungen für die von Ehmert in Friedrichshafen und Trumpy in Bergen gemachten Beobachtungen werden gegeben. Doch sind für eine exakte Festlegung der Ursprungsrichtung der Teilchen die Beobachtungsergebnisse noch nicht ausreichend.

*Juilfs.*

**E. M. Bruins.** Cosmic rays and the earth magnetic field. II. Physica 4, 659—666, 1937, Nr. 8. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Höhenstrahlenintensitäts-



messungen zeigen, daß die erdmagnetischen Effekte nicht durch einen Dipol allein erklärt werden können (Diskrepanz bis zu 5 %); vielmehr ist es notwendig, das Quadrupolmoment mit zu berücksichtigen. Eine ausführliche Darstellung wird angekündigt. *Juillfs.*

**Hideki Yukawa.** On a Possible Interpretation of the Penetrating Component of the Cosmic Ray. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 19, 712—713, 1937, Nr. 7. (Inst. Phys. Univ. Osaka.) Das vom Verf. (vgl. diese Ber. 16, 2182, 1935) entwickelte Kräftefeld läßt die Erklärung der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung als eine Korpuskularstrahlung mit positiver oder negativer Elementarladung und einer Teilchenmasse von etwa 200 Elektronenmassen zu (vgl. hierzu die Versuche von Anderson und Neddermeyer, Blackett und Wilson u. a.). *Juillfs.*

**W. A. Roth.** Einige einfache Versuche zum Le Chatelier-Braunschen Gesetz von der Verschiebung der Gleichgewichte. ZS. f. Unterr. 50, 151—153, 1937, Nr. 4. (Braunschweig.) Die Verschiebung des Gleichgewichts mit der Temperatur kann an ( $N_2O_4$ ), HF, aq (starke Steigerung des Ionisationsgrades mit abnehmender Temperatur-Indikatormethode), hydrolysierenden Salzen, wie Ferriammonalaun,  $NaHCO_3$ ,  $NH_4Cl$  leicht demonstriert werden. Die Änderung der Ionisation von  $H_2CO_3$ , aq mit dem Druck ist geologisch wichtig: Tiefseeschlamm enthält kein  $CaCO_3$ ! *W. A. Roth.*

**Peter Volz.** Der jährliche Temperaturgang im Meere und sein Einfluß auf die geographische Verbreitung und die Tiefenverbreitung mariner Bodentiere. Forschgn. u. Fortschr. 13, 300—301, 1937, Nr. 25. (Inst. Meeresbiol. Rovigno d'Istria.) Der Temperaturgang wird durch Kurven verschiedener Monate dargestellt. Es ergibt sich, daß die Oberflächentemperaturen nur etwa bis zu 150 m Tiefe die Wasserwärme beeinflussen. *Riere.*

**Karl Fischer und Wilhelm Friedrich.** Zur Beurteilung der Verdunstungsmessungen an freien Wasserflächen. Gerlands Beitr. 50, 285—298, 1937, Nr. 2/4. (Berlin.) Die beste Methode, die Verdunstung vom Wasserspiegel freier Seen zu bestimmen, ist ihre Berechnung aus dem Wasserhaushalt (Niederschlag, Zufluß, Abfluß und Änderung der Wasserspiegelhöhe). Wo die einzelnen Faktoren des Wasserhaushaltes nicht genügend sicher erfaßbar sind, ist die Messung mit eintauchenden Gefäßen am zuverlässigsten. Aus den bisherigen Messungsergebnissen zeigt sich, daß in Mitteleuropa im Durchschnittsjahr etwa 600 bis 950 mm vom Seespiegel verdunsten. In Höhen von ungefähr 2000 m beträgt an einzelnen Sommertagen die Verdunstung vom Seespiegel 6 bis 8 mm gegen 10 bis 12 mm an Flachlandseen. Es werden die Fehlermöglichkeiten bei Messungen mit eintauchenden Gefäßen besprochen und ihr Einfluß auf die Ergebnisse abgeschätzt. Danach zeigt sich, daß die mit dem Bindemannschen Floßkegel in Nord- und Mitteldeutschland gemessenen Verdunstungswerte hinter den wahren Werten etwas zurückbleiben dürften. Dagegen ergaben sich in Kalifornien nach der Methode der eintauchenden Gefäße Verdunstungswerte, die im Durchschnitt um 12 % höher waren als die aus dem Wasserhaushalt berechneten. Es wird auf einen neuen Verdunstungsmesser von Mrose hingewiesen, der nach dem von Gallenkamp angegebenen Verfahren arbeitet. *F. Steinhauser.*

**Birger Wendin.** Über die Entstehung der typischen sommerlichen Temperaturlagerung der Binnenseen. Meteorol. ZS. 54, 296—299, 1937, Nr. 8. (Landskrona, Schwed.) Im Herbst findet sich im Epilimnion der Seen eine homotherme Schicht, die immer mächtiger wird und sich dabei abkühlt; dies geschieht durch abwechselnde oder gleichzeitige Wirkung von Abkühlung

oder Mischung durch Wind. Im Frühling und Frühsommer wird die Oberflächenschicht des Wassers stark erwärmt. Kälterückfälle bewirken im Verein mit Durchmischung durch Wind die zeitweise Ausbildung von Homothermien und Sprungschichten. Diese Bildungen vollziehen sich bei wiederholten Kälterückfällen stufenweise bis zur vollen Entwicklung der Herbstschichtung. Der Vorgang der Mischung durch Wind wird eingehend diskutiert. *F. Steinhauser.*

**Günter Dietrich.** Fragen der Großformen und der Herkunft des Tiefenwassers im amerikanischen Mittelmeer. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 345—347, 1937, Nr. 8. (Berlin.) *Dede.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Dissipation Waves Accompanying Forced Seiches in a Bay. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **14**, 360—366, 1937, Nr. 3. Die Energiezerstreuung, die bei erzeugten Schwingungen eines einseitig zum Meer offenen Wasserbeckens, den sogenannten Seiches, auftreten muß, bot einer mathematischen Behandlung bisher erhebliche Schwierigkeiten. Hier wird versucht, diese, soweit sie auf den in das Meer wieder zurückgeworfenen Wellen beruht, zu berechnen. Als praktische Anwendung werden die Ergebnisse für einige in Japan liegende Bays zahlenmäßig ausgewertet und die Amplituden der in das Meer reflektierten Wellen für die verschiedenen Azimute berechnet. *Schmerwitz.*

**J. Goldberg.** Zur Berechnung der freien Schwingungen von Meeresbuchten. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 419—422, 1937, Nr. 9. (Geophys. Inst. Zagreb.)

**Erich Goedecke.** Die Gesamtkalkgehalts- und Alkalinitätsverhältnisse im Oberflächenwasser der Hoofden im Januar 1935 in Beziehung zu früheren Kalkgehaltsuntersuchungen in der Nordsee. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 413—419, 1937, Nr. 9. (Hamburg.) *Dede.*

**H. R. Seiwel.** Relationship of minimum oxygen concentration to density of the water column in the Western North Atlantic. *Gerlands Beitr.* **50**, 302—306, 1937, Nr. 2/4. (Oceanogr. Inst. Woods Hole, Mass.) Auf Grund von Messungen an 135 ozeanographischen Stationen im westlichen Nordatlantik (westlich vom 40. Meridian und zwischen Äquator und 50° Breite) in Gebieten mit mindestens 2000 m Wassertiefe wird eine Häufigkeitsverteilung für die Zuordnung der Schicht kleinster Sauerstoffkonzentration zur Dichte angegeben. Danach zeigt sich, daß die Schicht kleinster Sauerstoffkonzentration an eine Fläche gleicher Dichte mit dem wahrscheinlichsten Wert  $27,232 \pm 0,008$  gebunden ist.

*F. Steinhauser.*

**Pierre Lejay.** Sur les variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère au voisinage de Shanghai. *C. R.* **205**, 307—309, 1937, Nr. 5. Nach fünfjährigen Beobachtungen des Ozongehaltes der Luft am Observatorium von Zo Sé nach der Methode von Dobson zeigt sich in Übereinstimmung mit ähnlichen Beobachtungen aus Kairo ein Hauptmaximum im März (0,265 cm) und ein Hauptminimum im November (0,210 cm), ein sekundäres Maximum im August und ein sekundäres Minimum im Juli. Eine kleine Depression findet sich auch im April. Das Maximum des Ozongehaltes fällt mit einem Vorstoß der sibirischen Antizyklone zusammen, das sommerliche Minimum mit einer Tiefdruckrinne zwischen Hochdruckgebieten über der Westmongolei und über dem Pazifischen Ozean. Der Jahresgang der durchschnittlichen Abweichungen von den Monatsmittelwerten verläuft parallel dem Jahresgang der Differenz des Ozongehaltes in 30 und 60° Breite. Die Schwankungen des Ozongehaltes hängen mit Verschiebungen der stratosphärischen Luftmassen zusammen. *F. Steinhauser.*

**V. Conrad.** Zur Definition des Monsuns. Meteorol. ZS. 54, 313—317, 1937, Nr. 9. (Wien.)

**H. Koschmieder.** Über Tornados und Tromben. Zusammenfassender Bericht. Naturwissensch. 25, 657—664, 1937, Nr. 41. (Lindenberg.)

**Hans-Georg Macht.** Skagerrak-Zyklonen. Analysen der Wetterlagen vom 25.—27. März 1930 und vom 2.—4. März 1931. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) 9, 103—217, 1937, Nr. 2; auch Diss.

**Fritz Müller.** Die Strömungen der Atmosphäre über Teneriffa. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) 8, 133—179, 1936, Nr. 3; auch Diss.

**Alfred Lohr.** Orkanartiger Sturm auf den Azoren am 9. Februar 1936. Ann. d. Hydrogr. 65, 401—407, 1937, Nr. 9. (Dt. Seewarte Hamburg.) *Dede.*

**Hermann Freiherr v. Holzhausen.** Beobachtung einer Kleintrombe. Meteorol. ZS. 54, 307, 1937, Nr. 8. (Scena bei Meran) Der Verf. beobachtete bei windstillem Herbstwetter, wie plötzlich Laub sich aufzuwirbeln begann und daraus sich ein mit der Spitze den Boden berührender Kegel formte, der im Verlaufe von etwa 10 min auf mehrere 100 m Höhe angewachsen war. *F. Steinhauser.*

**Ch. Golaz.** Une formule d'aerodynamique. Gerlands Beitr. 50, 236—237, 1937, Nr. 2/4. (Zürich.) Aus einer Kombination der hydrodynamischen Grundgleichungen und des Gasgesetzes wird eine Formel für die Divergenz des Geschwindigkeitsvektors abgeleitet. *F. Steinhauser.*

**S. Hanzlik.** Die Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation und die Sonnentätigkeit. Gerlands Beitr. 50, 264—270, 1937, Nr. 2/4. (Prag.) Vergleiche der Luftdruckdifferenzen von je zwei Stationen, die in Richtung der Druckabnahme oder in Richtung der vorherrschenden Winde liegen, zeigen Schwankungen im Rhythmus der doppelten Sonnenfleckenperiode und bringen damit Schwankungen der allgemeinen Zirkulation zum Ausdruck. Die Schwankungen verlaufen im Winter in dem zur isländischen Depression gehörigen großen Zirkulationssystem entgegengesetzt wie in dem zum asiatischen Wintermonsun gehörigen. In den Sommermonaten ist die Trennung der beiden Typen nicht so deutlich. *F. Steinhauser.*

**Albert Baldit.** L'influence du relief terrestre sur les mouvements verticaux de l'air à la Banne-d'Ordanche (Massif du Mont-Dore). C. R. 205, 167—169, 1937, Nr. 2. Es wird über die Ergebnisse von 69 Doppelvisierungen von Pilotballonen ohne oder mit nur geringer Auftriebskraft im Segelflugggebiet der Banne-d'Ordanche berichtet. Die über dem Nordhang des Tales von Dordogne aufsteigenden Luftströmungen wurden bis 500 m über den Kamm und bis 2 km horizontaler Entfernung erforscht. Nachts sinkt die Luft an diesem Hang mit einer Geschwindigkeit von etwa 0,50 m ab. Es wurden auch das Zusammenwirken von allgemeiner und lokaler Strömung und die orographisch bedingten Wirbelbildungen untersucht. *F. Steinhauser.*

**Shoulejkin.** The principles of the monsoon theory. C. R. Moskau (N. S.) 15, 319—322, 1937, Nr. 6/7. (Inst. Geogr. Acad. Sc. USSR.) Für den vereinfachten Fall, daß ein kreisförmiges Meer von Kontinent oder ein kreisförmiger Kontinent von Meer umgeben ist, werden Formeln für die Strömungslinien und für die Höhe der aktiven Monsunschicht abgeleitet. Dabei ist die Geschwindigkeit als Funktion des Radiusvektors in Abhängigkeit vom Druckgradienten, von der Luftdicke und der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation angenommen und für ihre Höhenabhängigkeit die Form  $\sin az$  eingeführt, in der  $a$  zur Reibungstiefe in Be-



ziehung steht. Es wird auch die Wärmeabgabe durch das Meer und die Wärmeaufnahme durch den Kontinent berücksichtigt und der durch den Monsun bedingte Wärmestrom berechnet. Die numerischen Grundlagen können aus Karten der Isobaren und Temperaturanomalien entnommen werden. *F. Steinhauser.*

**F. Olivieri Sangiacomo.** Distribuzione di frequenza delle velocità del vento a Parma nel Triennio 1934—1936. S.-A. Ateneo Parmense 9, 83—100, 1937, Nr. 2. (Univ. Parma). Die Häufigkeitsverteilung der Windstärken in Parma wird nach den Messungen der Jahre 1934 bis 1936 statistisch behandelt, und zwar wird der tägliche Gang für die einzelnen Monate getrennt untersucht. Das Verteilungsgesetz der Windstärken nähert sich stark dem exponentiellen. *Schön.*

**V. V. Sohoni and Miss M. M. Paranjpe.** Latent instability in the atmosphere revealed by some Indian tephigrams. Mem. India Meteorol. Dep. 26, 131—149, 1937, Nr. 7. Mittels Tephigramm und Estegramm (Sättigungstemperaturkurven oder wetbulb-Temperaturkurven) wurden über 250 aerologische Aufstiege aus Agra, Poona und Hyderabad auf das Bestehen von latenter Instabilität oder Pseudoinstabilität hin untersucht. Dabei ist unter latenter Instabilität zu verstehen, daß dem aufsteigenden Luftkörper in den unteren stabilen Schichten weniger Energie zuzuführen ist, als beim weiteren Aufstieg in den oberen instabilen Schichten frei wird; bei Pseudoinstabilität ist zur Hebung bis zur instabilen Umgebung mehr Energie aufzuwenden, als beim weiteren Aufsteigen frei wird. Für typische Beispiele sind Tephri- und Estegramme gezeichnet und für verschiedene Höhenstufen auch die Wege, auf denen die Luftmassen gekommen sind, angegeben. Von 145 Aufstiegen in Agra zeigten 68 keine latente Instabilität, 57 zeigten latente Instabilität und 20 Pseudoinstabilität. Latente Instabilität wurde am häufigsten zur Monsunzeit und am seltensten im Winter festgestellt. Weitauß die meisten Fälle von latenter Instabilität treten in ozeanischer Luft auf, während kontinentale Luft nur sehr selten latente Instabilität aufweist. Der stabile Typus ist mit schönem, trockenem Wetter bei klarem Himmel oder mit Ci-, Acu- oder Astr-Bewölkung verbunden, während der instabile Typus durch Konvektionsbewölkung und Regenwetter charakterisiert ist. Bei latenter Instabilität nimmt die äquivalentpotentielle Temperatur im Mittel oberhalb 2 km mit der Höhe ab, während sie bei den Fällen ohne latente Instabilität mit der Höhe zunimmt. *F. Steinhauser.*

**Ferdinand Steinhauser.** Über die täglichen Temperaturschwankungen im Gebirge. Gerlands Beitr. 50, 360—367, 1937, Nr. 2/4. (Wien.) Für sechs Stationen in verschiedenen Höhenlagen im Sonnblickgebiet werden für die einzelnen Jahreszeiten Mittelwerte der periodischen und aperiodischen Tagesschwankungen der Temperatur und Häufigkeitsverteilungen dieser Schwankungen mitgeteilt. Daraus ist die Abhängigkeit von der Bodenkonfiguration und von der Seehöhe ersichtlich. Die periodischen Schwankungen nehmen von der Talstation Rauris (943 m) bis zum Sonnblickgipfel (3106 m) im Winter im Mittel aller Tage von 7,6 bis 1°, und im Sommer von 10,7 bis 2,0°, und im Mittel der heiteren Tage im Winter von 12,4 bis 1,6° und im Sommer von 17,3 bis 4,2° ab. Die Streuung der Tagesschwankungen der Temperatur nimmt zwischen den beiden Stationen im Winter von 4,46 bis 2,36° und im Sommer von 4,68 auf 2,09° ab. Die Häufigkeitsverteilungen sind am Sonnblick im Sinne einer Bevorzugung niedriger Werte unsymmetrisch, an den anderen Stationen aber ziemlich symmetrisch und zeigen an den Talstationen eine breite Form ohne besondere Betonung eines Scheitelwertes. Während im Tal die größten Temperaturschwankungen an heiteren Tagen vorkommen, sind sie auf dem Sonnblick vorwiegend auf unregelmäßige Wetteränderungen zurückzuführen. *F. Steinhauser.*



**F. B. Groissmayr.** Eine 24jährige Witterungsperiode und ihre erneute Bestätigung im Witterungsverlauf der Jahre 1934—1936. [Zweite Mitteilung.] *Ann. d. Hydrogr.* 65, 369—385, 1937, Nr. 8. (Passau.)

**M. Rodewald.** Wetterskizzen. Nr. 24: Ein Grenzfall von Steuerung: Druckwellen als „Selbstfahrer“. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 430—433, 1937, Nr. 9. (Hamburg.)

**W. Brunner.** Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das zweite Vierteljahr 1937. *Meteorol. ZS.* 54, 302, 1937, Nr. 8. *Dede.*

**Pierre Lejay.** L'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère dans la bande A. C. R. 205, 585—588, 1937, Nr. 15. Auf dem Observatorium Zo Sé wurde die Absorption der Sauerstoff-A-Bande (7718—7593 Å) der Sonnenstrahlung mit einem großen Prismenspektrograph aufgenommen und vom Verf. analysiert. Die Messungen erstrecken sich auf die Zeit von April 1935 bis April 1937. *J. Böhme.*

**P. Gruner.** Photometrie des Purpurlichtes. *Gerlands Beitr.* 50, 143—149, 1937, Nr. 2/4. (Bern.) Es wurde der Helligkeitsverlauf nach Sonnenuntergang in 15 und 18° über dem Horizont mit einem Dämmerungsphotometer, das eine Cäso-Preß-Photozelle enthält, unter Verwendung verschiedener Schott-Filter gemessen. Überdies wurde noch mit einem Selenphotometer in Intervallen von halben Minuten der Intensitätsverlauf des Purpurlichtes im Grün und Rot verfolgt. Danach ließen sich Beziehungen zwischen den mit den Photometern gemessenen Intensitätsverhältnissen Rot/Blau und Rot/Grün und den visuell geschätzten Intensitäten des Purpurlichtes aufstellen. Aus dem Vergleich der in Tabellen wiedergegebenen photometrischen und visuellen Beobachtungsergebnissen zeigt sich, daß die nach beiden Methoden bestimmten Zeitpunkte der maximalen Purpurlichtintensität wie auch die Maximalintensitäten gut übereinstimmen und daß das Selenphotometer als brauchbare Methode zur objektiven Beurteilung des Purpurlichtes empfohlen werden kann. *F. Steinhauser.*

**Chr. Jensen.** Bemerkungen über den atmosphärisch-optischen Reinheitsgrad. *Gerlands Beitr.* 50, 271—278, 1937, Nr. 2/4. (Hamburg) Der Verf. bedauert das Fehlen einer einheitlichen Definition der atmosphärisch-optischen Trübung und empfiehlt, begrifflich zu trennen: 1. Trübung durch luftfremde Teilchen terrestrischen oder kosmischen Ursprungs und 2. Trübung durch Heterogenität der Luft an sich, durch thermische Vorgänge, durch Wind oder durch Mischung verschieden feuchter Luftmassen bedingte Schlieren. Zur Beurteilung des atmosphärischen Reinheitsgrades kommen in Betracht: Bestimmungen der Sichtweite, Bestimmungen der Sonnenstrahlungsintensität und der Intensität des Sternenlichtes, als indirekte Methode die Verfolgung der Polarisationserscheinungen, Beobachtungen der Verteilung der Himmelhelligkeit und der spektralen Zusammensetzung des Himmelslichtes, Beobachtungen der Dämmerungserscheinungen und Ringerscheinungen um die Sonne. Es werden Untersuchungen über die Größe und den Verlauf der Schwankungen der neutralen Punkte von Arago und Babinet und ihre Erklärungsversuche besprochen. *F. Steinhauser.*

**Nora M. Mohler.** Photographic Penetration of Haze. *Phys. Rev.* (2) 51, 1017, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Smith Coll.) Es wurden Ultrarotphotographien angefertigt, um die Durchlässigkeit von Dunstschichten der Atmosphäre zu messen. Die Messungen erstreckten sich zwischen den Wellenlängen 0,4 und 1  $\mu$  in Abständen von 0,1  $\mu$  pro Meßpunkt. Die „Ultrarotsichtbarkeit“ betrug

5 bis 80 km, je nach Wetterlage. Aus den sich ergebenden Kurven (Sichtbarkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge) und aus der theoretischen Kurve von Strutton und Houghton (1931) ließen sich Aussagen über die Größe der Nebeltröpfchen machen. Starker Dunst, Sichtweite etwa 5 km, Tropfengröße  $d = 2,6 \mu$  Durchmesser und größer; feiner Regen, Sichtweite 10 km,  $d = 2,2 \mu$ , zum Teil kleiner und auch größer; feiner Dunst, Sichtweite 19 km,  $d = 2,2 \mu$  und kleiner als  $1,4 \mu$ ; außergewöhnlich klares Wetter,  $d$  kleiner als  $0,44 \mu$ .

*J. Böhme.*

**Lévy Herman.** Absorption de l'oxygène à la limite du spectre solaire. C. R. 204, 1035—1037, 1937, Nr. 13. Zur Klärung der Verhältnisse bezüglich der Grenze des ultravioletten Sonnenspektrums, die durch eine starke Ozonabsorption zwischen 2200 und 3000 Å hervorgerufen werden soll, untersuchte Verf. quantitativ die Sauerstoffabsorption in einem Rohr von 1 m Länge und einem Druck von 27,7 Atm. pro cm<sup>2</sup>. Die Aufnahmen zeigten ein Bandensystem mit Triplettstruktur, das sich nach längeren Wellen bis etwa 3000 Å erstreckte; hierbei wurden neue Banden bei 2832, 2842, 2855, 2904, 2913, 2924 Å und eine diffuse Bande zwischen 2990 und 3017 Å gefunden. Gleichzeitig bemerkte man eine schwache Absorption bei 3050 Å. Um die Absorption des atmosphärischen Sauerstoffs aus den vorgegebenen Bedingungen zu ermitteln, mußte der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit vom Druck aufgenommen werden. Man fand, daß der Beitrag durch den Sauerstoff zur Schwächung der Sonnenstrahlung zwischen 2800 und 3000 Å praktisch Null ist, sogar für die großen Zenitdistanzen. Die ausgeführte Extrapolation ist jedoch nicht ganz genau, da die Proportionalität zum Quadrat des Druckes bei schwachen Drucken nicht mehr gilt. Es wird noch kurz der Einfluß von Fremdgasen erwähnt.

*J. Böhme.*

**N. N. Kalitine.** Sur les valeurs de la radiation diffuse de l'atmosphère. Gerlands Beitr. 50, 279—284, 1937, Nr. 2/4. (Sloutzk, USSR.) Auf Grund zehnjähriger Registrierungen der diffusen Strahlung und stündlicher Bewölkungsbeobachtungen in Sloutzk wird für 10 und 50° Sonnenhöhe die Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Bewölkungsgrad für verschiedene Wolkenformen angegeben. Bei niedrigem Sonnenstand zeigt die diffuse Strahlung bei Steu beinahe keine Abhängigkeit vom Bewölkungsgrad, bei Acu und Ci bzw. Cist nimmt sie erst bei Bewölkung  $> 5$  etwas zu. Bei Sonnenhöhe 50° nimmt die diffuse Strahlung im Mittel von 0,093 cal bei wolkenlosem Himmel zuerst rasch auf 0,21 cal bei Steu 3 und dann langsamer bis 0,3 cal bei Steu 10 zu; bei Acu nimmt sie zuerst langsam bis 0,13 cal bei Bewölkung 3 und dann rasch bis 0,363 cal bei Bewölkung 10 zu; bei Ci und Cist nimmt sie auf 0,15 cal bei Bewölkung 6 und dann auf 0,3 cal bei Bewölkung 10 zu. In hohen Breiten erreicht die diffuse Strahlung sehr hohe Werte (bis 1 cal). Die maximalen Tagessummen der diffusen Strahlung betrugen auf Matotchkin-Schar 566 cal, auf der Insel Ouedinenije 642 cal, auf Kap Schmidt 604 cal, in Sloutzk aber nur 276 cal, in Odessa 308 cal und in Karadag (Krim) 244 cal. Die hohen Werte der diffusen Strahlung in der Arktis sind durch die geringe Dichte der Bewölkung und durch die Albedo des schneebedeckten Bodens verursacht. Auf Kap Schmidt fiel der Tagesgang der diffusen Strahlung am Tage des Maximums fast genau mit dem Tagesgang der auf die horizontale Fläche fallenden Sonnenstrahlung an einem wolkenlosen Tage zur selben Jahreszeit zusammen.

*F. Steinhauser.*

**V. Conrad.** Zur Darstellung der Sonnenscheinverhältnisse eines Gebirgslandes. Gerlands Beitr. 50, 455—463, 1937, Nr. 2/4. (Wien.) Die Schwierigkeit, die bei Sonnenscheinregistrierungen im gebirgigen Gelände darin besteht, daß durch die ungleiche Horizontabschirmung die Vergleichbarkeit der Stundensummen verlorengeht, wird dadurch beseitigt, daß die Sonnenschein-

dauer in Prozenten der effektiv möglichen Dauer ausgedrückt wird. Mit Hilfe dieser Prozentzahlen können die Angaben der Sonnenscheindauer nach der Differenzenmethode auch auf eine einheitliche Periode reduziert werden. Für Vergleichszwecke ist eine solche Reduktion notwendig. Die Reichweite der Reduktion ist etwas größer als bei Bewölkungsbeobachtungen, und sie ist im Gebirge etwa  $\frac{1}{10}$  der für die norddeutsche Tiefebene gefundenen Reichweite. Zur Beseitigung der Störungen durch Reifbeschlag werden heizbare Sonnenscheinkugeln empfohlen.

*F. Steinhäuser.*

**A. R. Hogg.** Measurements of solar ultra-violet radiation with the cadmium photoelectric cell. Gerlands Beitr. 50, 394—402, 1937, Nr. 2/4. (Commonwealth Solar Obs. Canberra.) Von Juni 1935 bis Mai 1936 wurden auf dem Canberra-Observatorium mit einer argongefüllten Cadmiumphotozelle hinter einem Minosfilter Messungen der Sonnenstrahlung unter 3150 Å durchgeführt. Die Mittagsintensität der UV-Strahlung ist im Sommer vier- bis fünfmal größer als im Winter. Auf den Jahresgang hat die Extinktion durch Suspensionen keinen wesentlichen Einfluß; er ist hauptsächlich durch den Ozongehalt und durch molekulare Zerstreuung bedingt und kann aus diesen beiden Faktoren berechnet werden.

*F. Steinhäuser.*

**K. O. Kiepenheuer.** Über die Sonnenstrahlung zwischen 2000 und 3000 Å. E. Naturwissensch. 25, 669, 1937, Nr. 41. (Univ.-Sternwarte Göttingen.) Auf dem Jungfraujoch durchgeführte Messungen mit einer lichtstarken Anordnung, bei der die Sonne durch einen mit Aluminium belegten Parabolspiegel auf den Spalt eines Quarzdoppelmonochromators abgebildet wurde und wobei als Nachweisinstrumente Eisen- und Aluminiumzählrohre mit einer nahezu konstanten Ausbeute von  $10^4$  Lichtquanten/Stoß für  $2000 < \lambda < 2500$  Å dienten, ergaben, daß bei Ausschaltung von Streulicht unter 2800 Å auch bei höchstem Sonnenstand zwischen 2000 und 2800 Å keine Strahlung nachgewiesen werden konnte. Der Vergleich mit einer Wolframbrandlampe ergab, daß die Sonnenstrahlung bei 2150 Å in 3500 m Höhe kleiner sein müßte als  $5 \cdot 10^8$  Lichtquanten/s cm<sup>2</sup> oder daß sie auf weniger als  $10^{-8}$  der Strahlung eines schwarzen Körpers von 5740° geschwächt sein muß. Die kürzeste noch nachweisbare Wellenlänge im Sonnenspektrum betrug 2845 Å. *F. Steinhäuser.*

**Franz Sauberer.** Messungen des Strahlungshaushaltes horizontaler Flächen bei Bewölkung 4—10. Meteorol. ZS. 54, 273—278, 1937, Nr. 8. (Zentralanst. Meteorol. u. Geodyn. Wien.) Bei geringer Bewölkung und verdeckter Sonne ist die positive Strahlungsbilanz stark herabgesetzt; etwas günstiger ist sie schon bei starker Bewölkung und verdeckter Sonne, noch größer ist die positive Strahlungsbilanz in Fällen mit geschwächter Sonnenstrahlung bei allen Bewölkungsstufen. Bei geringer Bewölkung und Sonnenschein ist die Bilanz günstiger als bei wolkenlosem Himmel, und am größten ist der Einstrahlungsüberschuß bei ungeschwächter Sonnenstrahlung durch Lücken in starker Bewölkung. Wegen der raschen Schwankungen ist die Messung der Strahlungsbilanz an wolkigen Tagen sehr schwierig. Es werden charakteristische Beispiele von Messungsergebnissen mitgeteilt. Als durchschnittliche Strahlungsbilanzwerte ergaben sich bei Bewölkung 9—10 um die Mittagszeit über Schnee im Januar 0,020, über Wasser im Januar 0,051, im April 0,224, im August 0,254 und über festem Boden im Dezember 0,076, im April 0,172 und im August 0,190 gcal/cm<sup>2</sup> min. Die durchschnittliche Tagesbilanz der Strahlungsströme bei Bewölkung 9—10 betrug über Schnee im Januar —4, über Wasser im Januar —42, im April 71, im August 93 und über festem Boden im Dezember 6, im April 62 und im August 72 gcal/cm<sup>2</sup> Tag. Die Übergänge von negativer zu positiver Bilanz und umgekehrt erfolgen im Durchschnitt im Januar über Wasser  $2\frac{3}{4}$ , über Schnee 3 und über Sandboden  $3\frac{1}{4}$  Stunden und im



Frühling und Sommer über Wasser etwa 6 Stunden vor bzw. nach Mittag. Wegen der Unterschiede im Reflexionsvermögen und in den Oberflächentemperaturen ist die Strahlungsbilanz stark von der Unterlage abhängig. *F. Steinhauser.*

**Friedrich Lauscher.** Zusammenhänge zwischen Monatswerten der Sonnenscheindauer und der Strahlungsintensität in zwei verschiedenen Höhen der Alpen. *Meteorol. ZS.* 54, 284—289, 1937, Nr. 8. (Zentralanst. Meteorol. u. Geodyn. Wien.) Auf Grund vierjähriger Beobachtungen der Strahlungsintensität und der Sonnenscheindauer auf dem Feuerkogel (1577 m) und in Kremsmünster (390 m) werden die Jahresgänge und die Änderungen dieser Elemente an beiden Stationen miteinander verglichen. Die Korrelation zwischen den Monatsmitteln der Bewölkung an der oberen und unteren Station ist im Frühjahr und Sommer sehr groß (0,95), im Herbst und Winter aber hauptsächlich wegen der Nebelbildung in der Niederung viel kleiner (0,62). In den überwiegend meisten Fällen sind die Abweichungen der Strahlungsintensitäten in beiden Höhen-niveaus gleichsinnig. In Monaten mit vorherrschender Polarluft sind die Mittelwerte der Strahlung auf dem Berge um etwa 2% und in der Niederung um 8 bis 10% übernormal und in Monaten mit vorherrschender Kontinentalluft um ähnliche Beträge unternormal. *F. Steinhauser.*

**Alfred Roschkott.** Sonnenschein an Niederschlagstagen. *Meteorol. ZS.* 54, 300—301, 1937, Nr. 8. (Wien.) Es werden für zehn Orte Europas für die einzelnen Jahreszeiten die prozentuelle Niederschlagswahrscheinlichkeit und Sonnenscheindauer und die Sonnenscheindauer an Niederschlagstagen angegeben, woraus ersichtlich ist, daß die verhältnismäßig große Zahl von Niederschlagstagen in den Alpen durchaus kein Zeichen von besonders schlechtem sonnenlosen Wetter ist. So beträgt z. B. die mittlere Sonnenscheindauer im Sommer in London 42, auf der Kanzelhöhe 47, in Graz 57 und in Triest 63%, die Sonnenscheindauer an Niederschlagstagen beträgt aber in London 26, auf der Kanzelhöhe 35, in Graz 41 und in Triest 37%. *F. Steinhauser.*

**Friedrich Lauscher.** Die Zunahme der Intensität der Sonnenstrahlung mit der Höhe. (Nach Messungen in Kremsmünster und auf dem Feuerkogel.) *Gerlands Beitr.* 50, 202—215, 1937, Nr. 2/4. (Wien.) Aus vierjährigen Messungen der Sonnenstrahlung auf dem Feuerkogel, 1577 m, in Kremsmünster, 390 m (42 km Entfernung), und in Traunkirchen, 440 m (6 km Entfernung vom Feuerkogel), wurden für Sonnenhöhen von 5 zu 5° Mittelwerte der Intensität, Verhältniszahlen der Intensität von Kremsmünster zu Feuerkogel, mittlere Trübungsfaktoren und spezifische Trübungsfaktoren der nahezu 1200 m dicken Luftschicht berechnet. Zur Mittagszeit sind die mittleren Strahlungsintensitäten im Winter um 25%, im Herbst um 15% und im Frühling und Sommer um 10% höher als in Kremsmünster. Bei gleichem Sonnenstand von 20° erfahren die Unterschiede zwischen beiden Höhen im Laufe des Jahres keine besonderen Veränderungen (durchschnittlich 22% Abnahme mit der Höhe). Die Schwächung der Strahlung durch die 1200 m dicke Zwischenschicht der Luft ist durchschnittlich zehnmal so groß wie in ganz reiner Luft. Die durchschnittlichen Amplituden der Tagesgänge der Trübungsfaktoren sind in Kremsmünster zu allen Jahreszeiten nahezu gleich, auf dem Feuerkogel aber im Winter ganz gering und im Sommer sehr beträchtlich. *F. Steinhauser.*

**Gertrud Riemerschmid.** Messungen der Strahlung und der Abkühlung als Dosierungsgrundlage in der Heliotherapie. Dargestellt an einem Beispiel von Untersuchungen in Kenya, Ostafrika. *Strahlentherapie* 59, 690—710, 1937, Nr. 4. (Phys.-Therapeut. Inst. Univ. Jena.) Nach einer allgemeinen Einführung in das Problem diskutiert die



Verf. die für den Mediziner wichtigsten Größen der Sonnenintensität: die direkte Sonnenstrahlung, d. h. die direkt von der Sonne der Erdoberfläche zuströmende Energie, ferner die Gesamt-(Sonnen- und Himmels-)Strahlung einschließlich der durch Reflexion und Diffusion in der Atmosphäre indirekt einfallenden und schließlich die Summen dieser Gesamtstrahlung in verschiedenen Zeiteinheiten. Die hauptsächlichlichen Verfahren der qualitativen und quantitativen Strahlungsmessungen (klimatologisches UV-Dosimeter der I. G.-Farben, Frigorimeter, Frigorigraph u. a.) werden kurz behandelt. Die brauchbaren Meßmethoden der Strahlung und der biologisch wichtigen Abkühlungsgröße werden an praktischem, während eines dreimonatigen Aufenthalts im Hochland von Kenya gesammelten Material dargestellt. Die einzelnen Ergebnisse der in Zusammenarbeit mit dem British East African Meteorological Service gewonnenen Meßreihen müssen im Original eingesehen werden. U. a. zeigte sich, daß die Summe der auf Horizontalfläche einfallenden Sonnen- und Himmelsstrahlung während der Monate Dezember 1934 bis Mai 1935 in Nairobi etwa ebensogroß war wie in den Sommermonaten in Arosa. Die UV-Strahlung war im Januar 1935 in Nairobi während vieler Stunden am Tage wesentlich größer als die Mittagsintensitäten an klaren Sommertagen in Arosa. Die Kenntnis der Abkühlungstemperatur gibt wichtige Fingerzeige für die Frage der Akklimatisation von Europäern.

*Rob. Jaeger.*

**Gerhard Schindler.** Bemerkungen zur Theorie des jährlichen Ganges der Ultraviolettstrahlung. Ann. d. Hydrogr. 65, 392—394, 1937, Nr. 8.

**Martin Rodewald.** Der Hamburger Dauerregen vom 7. November 1934. (Ein Beitrag zum Problem der Regenwolke und des Landregens.) Ann. d. Hydrogr. 65, 407—413, 1937, Nr. 9. (Hamburg.)

**G. C. Simpson.** Snow Crystal of Snowflake. Nature 140, 729—730, 1937, Nr. 3547. (Meteorol. Off. London.)

**Gerald Seligman.** Dasselbe. Ebenda S. 730. (Warren Close, Kingston Hill, Surrey.)

*Dede.*

**W. Mörikofer.** Zur Möglichkeit einer Schneemengenprognose. Gerlands Beitr. 50, 338—347, 1937, Nr. 2/4; auch Helv. Phys. Acta 10, 351—352, 1937, Nr. 5. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Es wird auf Grund der 52jährigen Davoser Beobachtungsreihe gezeigt, daß die Neuschneehöhe der Monate Dezember bis Februar mit etwa 70 % Wahrscheinlichkeit eine entgegengesetzte Abweichung vom langjährigen Mittelwert aufweist als die Niederschlagsmenge des vorangehenden Spätsommers (speziell August). (Zusammenfassung d. Verf.)

*Dede.*

**A. Wagner.** Gibt es im Gebirge eine Höhenzone maximalen Niederschlages? Gerlands Beitr. 50, 150—155, 1937, Nr. 2/4. (Innsbruck.) Die theoretisch durch Berechnung der Kondensationsmengen auf Grund thermischer Bedingungen festgestellte Maximalzone der Niederschläge im Gebirge wird durch den im Luv aufsteigenden Luftstrom nach oben verschoben. Bei kleinen Regentropfen oder Schneeflocken, deren Fallgeschwindigkeit kleiner ist als die Vertikalgeschwindigkeit des Windes, verschiebt sich so die Maximalzone bis über Gipfelhöhe, während dies bei großen und schweren Tropfen nicht mehr der Fall ist. Es ist also für die Verteilung der Niederschlagsmengen längs eines Hanges im Luv eines Gebirges die Niederschlagsform maßgebend. Dies wird auch durch Beobachtungen im Sonnblickgebiet bestätigt, wo im Winter eine Zunahme der Niederschlagsmengen bis über Gipfelhöhe festgestellt wird, während im Sommer sich eine Zone maximaler Niederschlagsmengen in 2600 bis 2800 m Höhe findet.

*F. Steinhäuser.*

**E. Ekhart.** Beiträge zur Kenntnis der Schneedeckenverhältnisse der Ostalpen. 5. Mitteilung: Die Andauer der Schneedecke nach Stufenwerten der Schneehöhe. Gerlands Beitr. 50, 184—201, 1937, Nr. 2/4. (Inst. kosm. Phys. Univ. Innsbruck.) Auf Grund von 20jährigen Beobachtungen an 280 Stationen der Ostalpen wurden für Schneehöhen  $> 10$ , 20, 30, 40, 50, 100 und 200 cm für die Höhenlagen von 200 bis 2100 m mittlere Häufigkeiten der Andauer, mittlere prozentuelle Wahrscheinlichkeiten solcher Schneelagen in den einzelnen Monaten und im Winter und Schneesicherheitskurven für die erwähnten Stufenwerte der Schneehöhe abgeleitet. Die Wahrscheinlichkeit einer Schneedecke bestimmter Dichte nimmt in den niedrigen Lagen langsam, in höheren Lagen rascher und in den höchsten Lagen wieder langsamer mit der Höhe zu. Die regionalen Unterschiede der Schneewahrscheinlichkeit werden durch eine Anomalienkarte für die Andauer der Schneehöhen  $> 20$  cm dargestellt. Daraus ergeben sich als begünstigte Schneegebiete eine Zone, die die niedrigen Vor-alpen umfaßt und vom Zillertal bis zu den Hohen Tauern nahe an den Zentral-kamm heranreicht, und eine Zone, die die karnischen Alpen, die Karawanken und Untersteiermark umfaßt. Relativ zu kurze Andauer von für den Skisport geeigneten Schneehöhenlagen haben das Alpenvorland und besonders Südtirol. Zum Vergleich wurde die Schneesicherheit der schneereichen Kitzbüheler-Salzb-urger Alpen der des schneearmen Südtirols gegenübergestellt (in 1000 m Höhe zeigt sich ein Unterschied von 80 Tagen in der Andauer einer Schneelage  $\geq 20$  cm); auch der schneereichste Winter 1906/07 und der schneearme Winter 1911/12 werden zur Darstellung extremer Verhältnisse miteinander verglichen. *F. Steinhauser.*

**H. Frey.** Zur Entstehung des Hagels. Gerlands Beitr. 50, 216—222, 1937, Nr. 2/4. (Küsnacht-Zürich.) Im aufsteigenden Luftstrom des Hagelturmes findet sich starke Übersättigung mit Wasserdampf. Die bei Kondensation frei werdende Wärmemenge bewirkt einen weiteren Auftrieb und wegen Mangel an Kristallisationskernen können Unterkühlungen bis  $-10^{\circ}$  entstehen. Bei Auftrieb in größere Höhen werden Schneeflocken ausgefällt, die in den unterkühlten Cumulus fallen und dort Kristallisationskerne liefern, die zur Bildung von Rieselkörnern Anlaß geben. Die bei der nun einsetzenden Kristallisation frei werdende Wärme bewirkt wieder einen starken Auftrieb, der die Rieselkörner in große Höhen empor-schleudert, wo sich Eis und dann Schnee ansetzt, bis die Körner zu schwer werden und niederfallen; dabei setzt sich beim Durchfallen durch den Cumulus wieder Eis an den Schneeüberzug an. Dieser Bildungsweise entspricht die an Hagel-körnern beobachtete Struktur. Zur Bestätigung der Theorie werden Beobachtungen von Fliegern angeführt. Es wird für möglich gehalten, durch Bestreuen der Hagel-wolken mit Quarzkörnern von einem Flugzeug aus, das labile Gleichgewicht Wasser—Eis rechtzeitig zu zerstören und so die Hagelbildung zu verhindern.

*F. Steinhauser.*

**W. Findeisen.** Bemerkungen zu der Arbeit von E. Marki: „Ursache der Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung der verschiedenen Tropfengrößen bei Regen und in den Wolken.“ Meteorol. ZS. 54, 299—300, 1937, Nr. 8. (München.) Der Verf. weist darauf hin, daß die beiden Hypothesen, auf denen Marki's Überlegungen über den Koagulationsvorgang in Wolken aufgebaut werden, nicht haltbar sind. Seine Annahme, daß die Kondensation auf den suspendierten Tropfen um so intensiver erfolgt, je kleiner die Tropfen sind, und daß daher kleinere Tropfen auf Kosten der größeren wachsen, bis sich eine gleichmäßige Größe aller Tropfen in der Wolke einstellt, wider-spricht dem Gesetz von W. Thomson über den Wasserdampfdruck über ge-krümmten Oberflächen, wonach größere Tropfen auf Kosten kleinerer wachsen

müssen und so die Größenunterschiede der Tropfen ständig vermehrt werden. Ferner besteht auch die Annahme, daß das Zusammenfließen von Tropfen vorzugsweise dann erfolgt, wenn dieselben gleich groß sind, nicht zu Recht, da die Wahrscheinlichkeit hierfür viel geringer ist als bei ungleich großen Tropfen, wo außer der Brownschen Bewegung und der Ungleichförmigkeit der Strömung auch noch die Verschiedenheit der Fallgeschwindigkeiten die Koagulation der Tropfen fördert. Die Bildung von Regentropfen darf nicht allein auf Koagulation von Wolkentropfen zurückgeführt werden, sondern es sind auch die Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge und die entscheidende Rolle der Eisphase bei der Regenbildung zu berücksichtigen. *F. Steinhäuser.*

**Otto Müller.** Bemerkungen über das Vorkommen von Kammeis. Meteorol. ZS. 54, 305—306, 1937, Nr. 8. (Hamburg.) Der Verf. führt mehrere gebräuchliche Namen für die von Rossmann als Stengeleis bezeichnete Erscheinung an und verweist unter Angabe von Beobachtungsbeispielen darauf, daß diese Eisbildungen durchaus nicht selten vorkommen. Er glaubt, daß für ihre Entstehung länger anhaltendes Frostwetter und auch Überdruck im Boden nicht notwendig sind und nimmt an, daß während des Gefrierens Wasser von unten durch Kapillarkräfte gehoben wird. *F. Steinhäuser.*

**Chr. Junge.** Messung der Albedo einer Wolkenoberfläche vom Freiballon aus. Meteorol. ZS. 54, 304, 1937, Nr. 8. (Elmshorn.) Gelegentlich einer Freiballonfahrt wurde mit zwei Sternpyranometer nach Linke bei etwa 30° Sonnenhöhe die Strahlung von oben und von unten gemessen und aus den Unterschieden der Werte die Albedo berechnet. Beim Flug unter einer in 1500 m Höhe gelegenen Decke von Quellwolken ergab sich eine Albedo von 0,28 über Dunst, Wald und Feld, 0,91 über dichten Wolkenfetzen und 0,50 über Dunst und  $\frac{5}{10}$  Wolkenfetzen. Über der Wolkendecke betrug die Albedo 0,83 über stark leuchtenden Quellköpfen, 0,64 über geschlossener Wolkendecke und 0,44 bis 0,55 über etwas durchbrochener Wolkendecke. *F. Steinhäuser.*

**Gerhard Schindler.** Alto-Cumulus Mammatus? Meteorol. ZS. 54, 306—307, 1937, Nr. 8. (Podersam, Böhmen.) Es wird die Beobachtung einer Mammatusbildung, die aus einer Altocumulusdecke hervorging, beschrieben. *F. Steinhäuser.*

**W. Pepler.** Beiträge zur Kenntnis des Cirrusniveaus. Gerlands Beitr. 50, 156—170, 1937, Nr. 2/4. (Friedrichshafen a. B.) Bei Cirrusbewölkung ist im Mittel der Temperaturgradient noch kleiner als der normale und häufig treten kleine Temperaturdiskontinuitäten auf, unter denen eine Schicht stärkerer Temperaturabnahme liegt. Diese Schichtungen erklären sich daraus, daß die Cirren durch Hebung und Abkühlung von Luftmassen im Inneren von Depressionen entstehen und sich mit der auf der Vorderseite ausströmenden Luft bewegen oder daß die Cirren Reste der meist in Etappen erfolgenden Kaltluftausbrüche der Rückseite der Depressionen sind. In beiden Fällen findet dann ein Überströmen relativ wärmerer durch relativ kältere Luftmassen statt. Aus einer Zusammenstellung der Ergebnisse der Münchener Registrierballonaufstiege nach verschiedenen Bewölkungstypen zeigt sich, daß im Cirrusniveau (6 bis 9 km) der Temperaturgradient am kleinsten bei fallendem Niederschlag (0,67°) und bei starker Cirrusbewölkung (0,68°) ist, woraus geschlossen wird, daß die Kondensationsvorgänge sich meist bis zu großen Höhen erstrecken. Die mittleren relativen Feuchtigkeiten sind im Cirrusniveau am größten bei fallendem Niederschlag (79 bis 74 %), bei starker Cirrusbewölkung sind sie viel kleiner (70 bis 67 %), bei Cirrusbewölkung überhaupt noch kleiner (59 bis 56 %) und am kleinsten bei wolkenlosem Himmel (45 bis 43 %). Bei fallendem Niederschlag herrscht bis 13 km und bei starker Cirrusbewölkung erst oberhalb 9 km



Übersättigung über Eis. Für vier Höschichten werden die Häufigkeiten der Abweichungen der relativen Feuchtigkeiten vom Sättigungszustand über Eis nach Stufenwerten angegeben. Nach den Ergebnissen von Flugzeugaufstiegen in Eishöhen wurden Temperaturen und Feuchtigkeiten für die untere und obere Höhengrenze zusammengestellt.

*F. Steinhäuser.*

**Hans Burger.** Boden, Vegetation und Verdunstung. Gerlands Beitr. 50, 137—142, 1937, Nr. 2/4. (Zürich.)

*Dede.*

**E. van Everdingen.** Wie soll man das Gefühl der „Naßkälte“ erklären? Gerlands Beitr. 50, 299—301, 1937, Nr. 2/4. (De Bilt.) Der Verf. erklärt das Gefühl der Naßkälte damit, daß bei mittleren Feuchtigkeitsgraden die Abkühlung der Haut durch Wärmeabgabe an die Luft und durch Verdampfungskälte erzeugt wird, während bei gesättigter oder sehr trockener Luft die Abkühlung nur durch Wärmeabgabe an die Luft erfolgt.

*F. Steinhäuser.*

**G. Daseola.** Studio statistico sulla distribuzione dei valori dell'umidità relativa a Parma (1909—1932). S.-A. Ateneo Parmense 9, 61—80, 1937, Nr. 2. (Univ. Parma.) Die Methoden der Statistik werden auf die Messungen der relativen Feuchtigkeit in den Jahren 1909 bis 1932 in Parma angewandt. Die statistischen Methoden werden ausführlich beschrieben. Die Verteilungskurven werden charakterisiert durch den Mittelwert, das mittlere Fehlerquadrat und durch die Koeffizienten der Brunsschen Entwicklung, die die Momente dritter und vierter Ordnung der Verteilungskurven enthalten. Eine Besonderheit der Verteilungskurven entsteht dadurch, daß die Werte der relativen Feuchtigkeit beschränkt sind. Die Messungen werden bezüglich des täglichen und des jährlichen Ganges ausgewertet. Außer den Mittelwerten ist auch die Breite der Verteilungskurven von Bedeutung.

*Schön.*

**H. Glawion und F. W. Paul Götz.** Über zwei Staubbälle im März 1937 in Arosa. Gerlands Beitr. 50, 380—384, 1937, Nr. 2/4. (Arosa.)

*Dede.*

**W. B. Rimmer.** The depletion of solar radiation by volcanic dust. Gerlands Beitr. 50, 388—393, 1937, Nr. 2/4. (Commonwealth Solar Obs. Canberra, Australia.) Nach Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Mt. Stromlo wurde festgestellt, daß sich dort die durch den südamerikanischen Vulkanausbruch vom 10. April 1932 verursachte Trübung der Luft zu Beginn des Monats Mai 1932 in einer Abnahme der Strahlungsintensität bemerkbar machte, die sechs Monate anhielt und erst in den folgenden zwölf Monaten allmählich wieder verschwand. Durch Bestimmung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre nach der durch Vergleichsmessungen der Ultrarotintensität zu  $w = 1,8 \cdot e$  modifizierten Hannschen Formel und mit Hilfe der den Kimballschen Kurven entnommenen Transmissionskoeffizienten wurde die Herabsetzung der Durchlässigkeit der Atmosphäre durch Staub ermittelt. Darnach steigerte sich die Staubwirkung von 0,3 % vor dem Ausbruch auf 3,3 % nach dem Ausbruch des Vulkans.

*F. Steinhäuser.*

**J. Jaumotte.** Structure thermique de la stratosphère jusqu' à 30 km. Gerlands Beitr. 50, 403—422, 1937, Nr. 2/4. (Inst. météorol. Belg.) Zur systematischen Untersuchung der in der Zeit vom Frühling bis Herbst bestehenden deutlich einsetzenden Temperaturinversion der Stratosphäre in Höhen von 16 bis 25 km wurden in Uccle zahlreiche Ballon-Sonde-Aufstiege gemacht. Sorgfältige Überprüfungen zeigten, daß die Instrumente bis zum Moment des Platzens des Ballons zuverlässige Resultate lieferten, und daß die Temperaturzunahme nach oben nicht als Strahlungseinfluß gedeutet werden darf, sondern reell ist. Die Aufstiege ergaben für die Sommermonate in den unteren Stratosphärenschichten



Temperaturgradienten von 1 bis 2°/km bei einer Temperatur von ungefähr 230° in 25 km Höhe. Im mittleren Jahresgang betragen die Temperaturgradienten von Dezember bis Anfang Mai ungefähr 1°/km und steigen von Mitte Mai bis Juni rasch auf über 2½°/km, von Juli bis Oktober nehmen sie langsam und dann bis Dezember rasch wieder ab. Die Einzelwerte streuen ziemlich stark. Der Beginn der Inversionsschicht findet sich über Antizyklonen subtropischen oder tropischen Ursprungs in geringen Höhen, über Polarluft aber in größeren Höhen. Es scheint, daß mit dem Beginn der Inversionsschicht der Anfang des überwiegenden Einflusses der Diffusion auf die Schichtung der Atmosphäre (Zunahme des He und Abnahme des O<sub>2</sub>-Gehaltes) und eine Zunahme des Ozongehaltes und der Leitfähigkeit der Luft zusammenfallen. Der Verf. glaubt daher, daß mit der Inversion erst die eigentliche Stratosphäre beginnt und daß die darunter liegende isotherme Stratosphärenschicht aus Luft troposphärischen Ursprungs zusammengesetzt sei. Die Temperaturzunahme wird hauptsächlich auf den mit der Höhe zunehmenden Ozongehalt zurückgeführt.

*F. Steinhauser.*

**Rudolf Geiger.** Mikroklimatische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. (III. Mitteilung.) Die Temperaturverhältnisse an niederschlagsfreien, sonnenscheinreichen Sommertagen. Meteorol. ZS. 54, 278—284, 1937, Nr. 8. (München.) Im bodennahen Klimaraum, in dem die Stabthermometer aufgestellt waren, wird unterschieden zwischen bodennaher Grenzschicht, in der die Wärme bei Tag vorwiegend durch echte Wärmeleitung und Strahlungsscheinleitung nach oben geführt wird, mit einer Tagestemperaturschwankung von 46,5° und die darüberliegende bodennahe Oberschicht, in der der Massenaustausch wirksam ist, mit Tagesschwankungen der Temperatur von 29,7° in 10 cm, 27,6° in 20 cm, 24,1° in 50 cm und 21,9° in 200 cm Höhe. In 1 cm Bodentiefe war die Tagesschwankung 23,4° und in der Hütte (Großklimaraum) 14,9°. Die mittägigen Höchstwerte der Temperatur traten im Boden in 1 cm Tiefe vor 13 Uhr, in der bodennahen Grenzschicht zwischen 13 und 14 Uhr, in der Oberschicht zwischen 14 und 15 Uhr und in der Hütte erst gegen 16 Uhr ein. Die Temperaturminima fielen in allen Schichten auf dieselbe Stunde. Zur Charakterisierung des Tagesganges der Temperaturstreuung sind für ausgewählte Stunden die Streubereiche der Stabtemperaturen für die untersten 40 cm des bodennahen Klimaraumes und für 1 cm Bodentiefe dargestellt. Die mittlere Breite der Temperaturbänder betrug an niederschlagsfreien, sonnenscheinreichen Sommertagen am Boden 5,1°, in 10 cm Höhe 3,7°, in 20 cm 3,4°, in 50 cm 2,9° und in 200 cm Höhe 2,7°, an strahlungsarmen Niederschlagstagen aber am Boden 3,6°, in 10 cm Höhe 2,6°, in 20 cm 2,5°, in 50 cm 2,2° und in 200 cm Höhe 1,9°. Am größten ist die Streubreite der Stabtemperaturen am Vormittag. Mit zunehmender Schönwetterdauer nehmen Bodentemperatur, Hüttentemperatur und Temperaturgefälle im bodennahen Raum zu, die Windgeschwindigkeit aber ab. In der bodennahen Oberschicht und im Großklima nehmen die Tagesschwankungen der Temperatur mit zunehmender Windstärke ab, während es in der bodennahen Grenzschicht eher umgekehrt ist.

*F. Steinhauser.*

**S. P. Venkiteswaran.** Daily variations of temperature and pressure at different levels over Agra associated with passage of Western disturbances. India Meteorol. Dep. Scient. Not. 7, 59—63, 1937, Nr. 73.

*Dede.*

## Geophysikalische Berichte

**Alfred Roschkott.** Nachruf auf Karl Prohaska. Meteorol. ZS. 54, 418, 1937, Nr. 11. (Zentralanst. f. Meteorol. Wien.)

**A. Schedler.** Nachruf auf J. Pircher. Meteorol. ZS. 54, 418, 1937, Nr. 11. (Wien.)

Professor Dr. Christian Jensen zum 70. Geburtstag. Meteorol. ZS. 54, 417, 1937, Nr. 11.

**P. Raethjen.** 50 Jahre Zyklonentheorie und die gegenwärtige Entwicklung. Meteorol. ZS. 54, 393—405, 1937, Nr. 11. (Hamburg.) *Dede.*

**B. C. Browne.** The measurement of gravity at sea. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 271—279, 1937, Nr. 3. (Cambridge.) Auf Grund theoretisch-physikalischer Überlegungen wird nachgewiesen, daß zur Bestimmung der wirklichen Schwerkraftswerte an Bord eines fahrenden Schiffes nicht nur die Richtung der resultierenden Beschleunigung, sondern auch die Lotrichtung in bezug auf die Achse des Schwerkraftmessers bekannt sein muß. Eine nähere Ausführung zeigt, daß sich hierbei zwei nicht zu vernachlässigende Korrektionsglieder ergeben. Die von Vening-Meinesz abgeleitete Bewegung eines fiktiven Pendels, das die Grundlage für die praktische Vermessung auf dem Meere bildete, befindet sich nicht in restloser Übereinstimmung mit den Überlegungen des Verf. Die Ursache liegt in den Näherungsannahmen, unter denen die Ausgangsgleichungen von Vening-Meinesz benutzt worden sind. Diese Gleichungen werden hier neu aufgestellt und gelöst. Eine zahlenmäßige Auswertung ergibt, daß positive Fehler bis zu 12,5 Milligal auftreten können. Es wird vermutet, daß ein Teil der Felder positiver Anomalien über den Ozeanen diesen systematischen Fehlern zuzuschreiben ist.

*Schmerwitz.*

**Gerhard Schmerwitz.** Das abweichende Verhalten der Dämpfungskopplung von den bekannten Kopplungserscheinungen. Ann. d. Phys. (5) 30, 209—223, 1937, Nr. 3; auch Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 55—56, 1937, Nr. 2. (Reichsanst. f. Erdbebenf. Jena.) Die bisher nur für den Spezialfall eines Seismometers durchgeführten Rechnungen und Messungen werden für allgemeinere Voraussetzungen erweitert. Bei der Dämpfungskopplung werden im Gegensatz zu der Kraft- und Beschleunigungskopplung die Frequenzen nicht auseinandergerückt, sondern einander genähert. Bei gleichen Ausgangsfrequenzen bleiben diese selbst bei stärkster Kopplung unverändert. Die Dämpfungskonstanten zeigen hier etwa das Verhalten, das in den beiden anderen Fällen die Frequenzen aufweisen. Sie entfernen sich bei zunehmender Kopplung auch bei gleichen Ausgangswerten voneinander. Hierbei kann bei einem Schwingungsanteil die Dämpfung auch ganz verschwinden. Eine Reihe von Registrierungen unter verschiedenen Versuchsbedingungen werden mit dem jeweils aus der Theorie berechneten Kurvenverlauf einer Eigenschwingung gegenübergestellt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse gibt eine Bestätigung für die Anwendbarkeit der Rechnungen. Beispiele aus der Praxis, bei denen die Dämpfungskopplung eine Rolle spielt, sind: Galvanometrisch registrierende Seismographen, elektrische Stromkreise mit mindestens zwei Meßinstrumenten bei nichtstationären Messungen, Frahm'scher Schlingertank und Kreisellkompaß.

*Schmerwitz.*

**Volker Fritsch.** Zum Prinzip der Widerstandsverfahren der Funkmutung. Elektrot. ZS. 58, 1241—1242, 1937, Nr. 46. (Brünn.) Der mit Hilfe zweier antennenartiger Gebilde in den Schwingkreis eingeschaltete Erdboden wird im allgemeinen einen komplexen Widerstand besitzen, der durch verschiedene Werte von Widerstand und Kapazität hervorgerufen sein kann, also

das Meßergebnis vieldeutig werden läßt. Die Variationsbreite dieser Vieldeutigkeit wird untersucht, sie soll nicht Anlaß zu qualitativen Fehlschlüssen sein. *Riewe.*

**H. Israel-Köhler.** Zur Methodik der klimatologischen Emanationsmessungen. II. Über den Sättigungsstrom bei emanometrischen Messungen. Gerlands Beitr. 51, 35—49, 1937, Nr. 1. (Potsdam.) Zur einfachen Bestimmung der Emanationskonzentration für klimatologische Zwecke hat der Verf. ein transportables Emanometer angegeben. (Balneologie 1, 318, 1934.) Um die Meßzeit zu verkürzen, soll nicht erst nach Einstellung des radioaktiven Gleichgewichtes zwischen RaEm und ihren kurzlebigen Zerfallsprodukten, sondern unter Berücksichtigung des Stromanstieges schon früher gemessen werden. Die zur Abschätzung des durch Kolonnenionisierung verursachten Sättigungsdefizits bei emanometrischen Messungen bisher verwendeten Korrektortabellen von F. Broessler wurden mit den vom Verf. beschriebenen Emanometer überprüft, wobei gefunden wurde, daß sie nur bei hohen Emanationsmengen und nur für Emanometer von gleicher geometrischer Form, wie das von Broessler benutzte, gelten. Die für das neue Emanometer gültigen Sättigungskorrekturen für Ionisationsströme von 0,0001 bis 10 Aes werden in einer Korrektortafel wiedergegeben. Eine allgemeine Untersuchung der Genauigkeit emanometrischer Messungen ergab, daß die für das neue Emanometer als Grenze der direkten Meßbarkeit angegebene Emanationskonzentration von  $0,2 \cdot 10^{-16}$  Curie/cm<sup>3</sup> auch trotz der  $\alpha$ -Strahlenschwankungen noch erreichbar ist. *F. Steinhäuser.*

**Friedrich Nage¹.** Die Genauigkeit der Temperaturmessung bei Registrierballonaufstiegen. Ann. d. Hydrogr. 65, 496—506, 1937, Nr. 11. (Hamburg.) Die Zuverlässigkeit der Temperaturmessung wird an Hand von zehn Registrierballonaufstiegen während einer stationären Hochdruckwetterlage abgeschätzt. Dabei wird die Arbeitsweise der einzelnen Geräte (für Temperatur, Druck und Feuchtigkeit) einer eingehenden Kritik unterzogen. Wichtig sind für die Temperaturanzeige die Verzögerung und der mangelnde Strahlungsschutz. Etwaige Fehler in den Druckangaben von  $\pm 10$  mb ändern nicht viel an der Streuung der Temperatur in der Stratosphäre, die Unsicherheit der Temperaturmessung, die in Bodennähe etwa  $\pm 0,5^\circ$  beträgt, nimmt mit zunehmender Höhe allmählich zu. Bei 500 mb ist sie etwa  $\pm 1^\circ$ , bei 300 mb  $\pm 2^\circ$ . In der unteren Stratosphäre ist mit den gleichen Fehlern zu rechnen wie in der oberen Troposphäre, abgesehen von der Verstrahlung, die von der Tages- und Jahreszeit wesentlich abhängt und bei 100 mb bis  $7^\circ$  betragen kann (abhängig noch von der Breite). *H. Ebert.*

**Günter Loeser.** Einige Untersuchungen über Luftfeuchtigkeitsmessung mit Hilfe von Transparentfolien. ZS. f. Instrkde. 57, 389—405, 1937, Nr. 10; auch Diss. Univ. Frankfurt a. M. (Dillingen a. d. Saar.) Es werden die verschiedenen Möglichkeiten der Feuchtemessung mittels Transparentfolien erörtert. Dabei hat Verf. folgende Einteilung getroffen (die Ergebnisse sind unmittelbar hinzugefügt): I. Viskosefolien zum Schutze von Haarhygrometern und -hygrographen; Anwachsen der Trägheit der Anzeige. — II. Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit mit Hilfe von Transparentfolien; 1. Gewichtshygrometer, nicht durchführbar, da unhandlich große Stücke verwendet werden müßten; 2. Abhängigkeit der Färbung der mit Kobaltchlorür getränkten Viskosefolien in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit, bei feiner Montierung der Folie und Vergleich des Farbumschlages mit Glasplatten, die kontinuierlich von blauer nach roter Färbung überführen, gut möglich; 3. Ultraviolett durchlässigkeit der mit Kobaltchlorür getränkten Viskosefolien in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit, möglich, aber für meteorologische Zwecke apparativ zu schwierig;



4. Berstdruck und Wölbhöhe von Viskosefolien als Meßzahl für die relative Luftfeuchtigkeit, apparativ ebenfalls zu schwierig; Wölbhöhe durch den sie erwirkten Druck wird Duktilität genannt, eine Größe, die mit der relativen Feuchtigkeit nicht linear gekoppelt ist; 5. Elektrische Leitfähigkeit der Transparentfolien, praktisch keine Beeinflussung, erst beim Erreichen des Sättigungspunktes setzt sie sprungartig ein; 6. Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit mit Hilfe von Transparentfolien bei aerologischen Messungen, die Folie wird mit einer Mischung Kobaltchlorür und Kupferchlorid zu gleichen Teilen imprägniert und ihre Luftdurchlässigkeit mittels einer Selenzelle gemessen; 7. Längenänderung der Transparentfolien in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit, starke Schwankung der verschiedenen Sorten; grundsätzlich brauchbar, auch die Angleichszeiten sind vernünftig, aufwärts und abwärts praktisch gleich, Temperatureinfluß ist vernachlässigbar; eine Kombination eines Haares und einer wetterfesten Viskosefolie (Längenverhältnis 3,85 : 1) macht Ausschlag eines Hygrographen praktisch linear. — III. Transparentfolien zur Dampfdruckmessung, das Gerät ist einem Aneroidbarometer ähnlich, als Abschluß eignet sich eine Gelatinefolie, da Viskosefolie luftdurchlässig ist. Der Überdruck in der Dose wird mit Quecksilbermanometer gemessen und ist gleich dem Dampfdruck. H. Ebert.

**Franz Sauberer.** Einiges über Erfahrungen mit dem Strahlungsbilanzmesser nach F. Albrecht. Meteorol. ZS. 54, 329—333, 1937, Nr. 9. (Wien-Lunz.) Da in dem Apparat die Heizung nicht an derselben Stelle angreift wie die Strahlungsbilanz, ist es notwendig, um Fehler zu vermeiden, alle Messungen mit der gleichen Heizspannung durchzuführen wie die Eichung. Der Fehler, der in der Vernachlässigung der durch die Temperaturdifferenz bewirkten Verschiedenheit in der absoluten Ausstrahlung der beiden Flächen des Bilanzmessers liegt und bis zu 3% betragen kann, kann durch eine Korrekturstabelle beseitigt werden. Der Vorgang der Messung und gewisse zur Beschleunigung und Vereinfachung der Messung beitragende Vorteile werden besprochen. Zur Vermeidung von störenden Thermoströmen wurden alle Lötstellen an eine Kupferplatte verlegt und eingekapselt. Der Apparat muß eine gewisse Trägheit haben, damit die Plattentemperatur nicht zu rasch den Austauschwirbeln folgt, weil dann das Galvanometer nicht zur Ruhe kommen würde. Die Einstelldauer beträgt mindestens etwa 50 sec. Die Ausführung eines neuen Modells und einer sehr praktischen Meßanordnung sowie die Eichmethode des Strahlungsbilanzmessers werden ausführlich beschrieben. F. Steinhäuser.

**H. Koschmieder.** Über die Steiggeschwindigkeit von Pilotballonen in Abhängigkeit von der Windschichtung. Meteorol. ZS. 54, 334—337, 1937, Nr. 9. (Lindenberg.) Durch Bearbeitung des Lindenberger Beobachtungsmaterials von Doppelvisierungen wurde festgestellt, daß die Pilotballonen in der ersten Minute eine starke Erhöhung, von der ersten zur zweiten Minute eine bedeutende Abnahme und von der zweiten zur dritten Minute eine Konstanz der Steiggeschwindigkeit unabhängig von der Windänderung mit der Höhe aufweisen. Dies wird damit erklärt, daß in der ersten Minute die Steiggeschwindigkeit durch die Turbulenz so vergrößert wird, daß in der zweiten Minute entsprechend der Abnahme der Turbulenz auch eine Abnahme der Steiggeschwindigkeit eintreten muß, die erst in der dritten Minute zum Stillstand kommt. Für die Steiggeschwindigkeiten oberhalb der bodennahen Schicht ergibt sich ganz eindeutig, daß die vertikale Beschleunigung eines Pilotballons seiner horizontalen Beschleunigung proportional ist; und zwar gilt  $\Delta v / \Delta t = 0,22 \Delta u / \Delta t$ . Der Verf. sieht die Erklärung dafür darin, daß der Ballon, der in eine Schicht größerer horizontaler Windgeschwindigkeit kommt, zufolge seiner Trägheit eine



Art Hindernis für die Strömung bildet und Anlaß zu einer Sogwirkung nach oben gibt, die darin ihre Ursache hat, daß an der Oberseite des Ballons die Stromlinien sich stärker drängen als an der Unterseite. Umgekehrt ist es, wenn der Ballon aus einer Schicht größerer in eine kleineren Horizontalgeschwindigkeit kommt.

*F. Steinhäuser.*

**W. Mörikofer und Chr. Thams.** Erfahrungen mit dem Bimetallaktinographen Fuess-Robitzsch. Meteorol. ZS. 54, 360—371, 1937, Nr. 10. (Phys.-Meteor. Obs. Davos.) Es werden die Ergebnisse vierjähriger gründlicher Untersuchungen an fünf Bimetallaktinographen mitgeteilt. Die Durchlässigkeit der Glashalbkugel (75 %) ergab sich als praktisch gleichmäßig für alle Teile des Sonnenspektrums von 380 bis 2800 m $\mu$ . Auch die Beschaffenheit der Bimetallstreifen beeinträchtigt nicht den Empfindlichkeitsbereich des Aktinographen im Spektralbereich der diffusen und direkten Sonnenstrahlung. Es zeigte sich, daß die Eichfaktoren mit steigender Sonnenhöhe und mit zunehmender Einstrahlungsenergie etwas anwachsen und damit die Empfindlichkeit abnimmt. Es wurde auch die Abhängigkeit der Eichfaktoren von der Tages- und Jahreszeit und von der Orientierung des Instrumentes untersucht. Die Größen der Eichfaktoren werden in Funktion der Größe des Ausschlages der Registrierungen mitgeteilt. Im Winter ist der Eichfaktor um 10 bis 15 % kleiner und damit die Empfindlichkeit größer als im Sommer. Auf die festgestellten Änderungen der Eichfaktoren sind von Einfluß: eine gewisse Abhängigkeit der Reflexions- und Absorptionsverhältnisse der Lamellen vom Einfallswinkel, Temperaturschwankungen des Gehäuses und Wärme Konvektion infolge der Übertemperatur der bestrahlten Lamellen über die Lufttemperatur im Gehäuse und unter der Glasglocke, Reflexion der Strahlung an einem Schutzschild unter den Lamellen und die Biegung der Bimetallstreifen bei Bestrahlung. Aus den Aufzeichnungen des Aktinographen sind Einzelwerte mit einem mittleren Fehler von etwa 10 % zu entnehmen, wobei die Genauigkeit durch Verwendung eines variablen Eichfaktors noch etwas gesteigert werden kann. Bei Tagessummen der Strahlung ist mit einem mittleren Fehler von 4 % bei konstantem und von 2 bis 3 % bei variablem Eichfaktor zu rechnen. Es werden Anweisungen zur Auswertung der Wärmesummen angegeben.

*F. Steinhäuser.*

**L. W. Pollak und W. Palme.** Objektive meteorologische Farbmessungen mit Photoelementen. Gerlands Beitr. 51, 56—68, 1937, Nr. 1. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Zur objektiven Fixierung der Farbe atmosphärischer Erscheinungen werden mit einem nach Art eines Theodoliten montierten und beweglichen Photoelement nach *Lang* nach der Methode des „Filterdreiecks“ die in der untersuchten Farbe enthaltenen Intensitäten von drei Filterfarben gemessen. Die Apparatur und der Meßvorgang werden genau beschrieben. Als Filter wurden die Schott-Farbgläser RG 1 (rot), VG 2 (grün) und BG 7 (blau) verwendet. Wegen der Abhängigkeit der Zellenempfindlichkeit und Durchlässigkeit der Filter von der Wellenlänge sind an die mit dem Instrument gemessenen Intensitäten der farbigen Lichter Korrekturen anzubringen, die als Reduktionsfaktoren angegeben werden. Die entwickelte Methode der Farbmessungen mit Photoelementen wurde auch zur objektiven Festlegung der Stufen der Ostwald-Linckeschen Blaustufen verwendet. Als Beispiel für die Meßergebnisse wird der Abfall der Zenithelligkeit und Himmelsbläue während der Dämmerung in Prag angegeben.

*F. Steinhäuser.*

**L. F. Miller.** A Pyrheliometer Having a Spherical Absorber is Used to Follow Sunspot Activities. Phys. Rev. (2) 51, 1018, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minnesota.) Mit einem Pyrheliometer mit geschwärzter kugelförmiger in eine evakuierte Quarzkugel eingeschlossener

Auffangfläche wurden Messungen der Sonnenstrahlung während des Durchganges von Fleckengruppen gemacht. Es ergab sich beim Ausgleich über zehn Tage eine Korrelation von 0,5 zwischen dem durch die Strahlungsmessungen festgestellten Fleckeneffekt und den Wolfschen Relativzahlen, während der magnetische Effekt der Sonnenflecken nur eine Korrelation von 0,435 zu den Relativzahlen aufwies.

*F. Steinhäuser.*

**H. Israël-Köhler.** Vorschläge zur Vereinheitlichung von Luftionenmessungen. S.-A. Terr. Magn. Bull. Nr. 10, S. 407—412, 1937. Zur Vereinheitlichung von Luftionenmessungen werden bezüglich Nomenklatur und Apparatebau folgende Vorschläge gemacht: a) Es werden wie bisher fünf Arten von atmosphärischen Ionen unterschieden: Kleinionen, kleine und große Mittelionen, Langevinionen und Ultragroßionen; Abgrenzung der Beweglichkeitsbereiche entsprechend den früheren Vorschlägen des Verf. Ihre zahlenmäßige Ermittlung muß auf Charakteristikbestimmungen beruhen (Vorschlag einer vereinfachten „Vierpunktcharakteristik“). Ionenzählungen ohne Charakteristikbestimmung tragen in Zukunft nur noch die Bezeichnung „Ionen der Grenzbeweglichkeit  $k_g$ “ ( $N_{k_g}$ ). Für solche vereinfachten Ionenzählungen werden fünf Standardgrößen für die Grenzbeweglichkeit vorgeschlagen:  $k_g = 1,0, 0,01, 0,001, 0,0005$  und  $0,0002 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ . b) In apparativer Hinsicht ist von Ionenaspiratoren in erster Linie Turbulenzfreiheit der Strömung zu fordern. Randstörungseinflüsse sind konstruktiv zu vermeiden oder in ihrer Auswirkung auf die Messungen zu ermitteln und anzugeben. Bei Veröffentlichungen ist Angabe aller apparativen und meßtechnischen Einzelheiten (Fehlerquellen) erwünscht, um das Meßmaterial mit anderen vergleichbar zu machen.

*H. Israël-Köhler.*

**A. Berroth.** Gravitationsfeld und Oberflächengestalt der Erde und ihre geometrische Festlegung. ZS. f. Geophys. 13, 133—156, 1937, Nr. 4/5. (Aachen.) Eine direkte Bestimmung der geometrischen Gestalt der Erdoberfläche, auf welche die Lage der Potentialflächen der Schwere bezogen werden kann, ist bisher der zuständigen wissenschaftlichen Disziplin noch nicht gelungen. Die geodätische Überbrückung der Kontinente bildet ein wesentliches Hindernis für die Erreichung dieses Zieles. Das praktische Vermessungsverfahren wurde daher im umgekehrten Sinn unter Verzicht auf eine exakte Bestimmung unter Verwendung von Hypothesen und Vernachlässigungen durchgeführt. Das Rotationsellipsoid, das der Erdfigur am nächsten kommt, wurde jeweils der genähert bestimmten Form der Niveaufläche angepaßt. Mit Hilfe der Bestimmungsstücke des Schwerkraftfeldes wurde dann das Oberflächenrelief auf diese Fläche bezogen. Bei der Zuordnung der geometrischen und physikalischen Bestimmungsstücke hat sich hier mitunter eine Unübersichtlichkeit der Begriffe entwickelt, welche durch diese Arbeit beseitigt werden soll. Zur besseren Bestimmung des Niveausphäroids nach dem Clairautschen Theorem wird vorgeschlagen, die Originalbeobachtungen der Schwerkraft an Stelle der Differenzen gegen eine Normalformel gleichen Potentials zu verwenden. Ein Verfahren zur unmittelbaren geometrischen Ausmessung des Erdkörpers bezogen auf ein diesem eingefügtes Reliefprisma wird ausführlich in den einzelnen Schritten erläutert. Zum Schluß wird die analytische Bestimmung von Niveauflächenstücken und ihre Aneinanderfügung behandelt; sowohl bei insgesamt, wie bei nur teilweise gegebenen Fundamentalgrößen. Die praktische Durchführung im letzten Fall erfordert die Konstruktion einer in Leistungsfähigkeit und Genauigkeit etwa der Drehwaage entsprechenden Vertikalgradientenwaage.

*Schmerwitz.*

**A. E. Benfield.** Note on the Variation of Gravity with Depth. ZS. f. Geophys. 13, 157—158, 1937, Nr. 4/5. (Dep. Geodesy Geophys. Cambridge.) Auf

Grund neuer Berechnungen der Dichteverteilung im Erdinneren von Bullen und Jeffreys werden in einer Tabelle und einer Kurve die hieran anschließend durchgeführten Berechnungen der Schwerebeschleunigung mitgeteilt. Der Schwerkraftverlauf zeigt hierbei die Besonderheit, daß er bis etwa zum Kern herab nur geringen Veränderungen unterliegt.

*Schmerwitz.*

**Johannes H. Bruun, Mildred M. Hicks-Bruun and W. B. Mason Faulconer.** Isolation of Pure Isomeric Hexanes from Natural Gas, Including the Determinations of their Physical Properties and the Phase-Equilibrium Diagram of the Condensed System *n*-Heptane-2-Methylpentane. Journ. Amer. Chem. Soc. 59, 2355—2360, 1937, Nr. 11. (Sun Oil Co. Norwood, Penn.)

*Dede.*

**Alfred Weber.** Der Radiumgehalt der Gesteine aus der Hochalman-Angogel-Gruppe. Wiener Ber. 145 [2a], 163—173, 1936, Nr. 3/4. Die Arbeiten wurden im Rahmen einer geologisch-petrographischen Neuaufnahme durchgeführt. Es wird zunächst die Aufschlußmethode beschrieben, da sie von der üblichen abweicht. Die genau beschriebene Meßmethode der Radioaktivität ist bereits von Walter Kosmath (Phys. Ber. 15, 550, 1934) benutzt. Eine Abhängigkeit des Radiumgehaltes von der chemischen Zusammensetzung der Gesteine wird festgestellt und die Ursache hierfür erörtert.

*Dede.*

**Hans Pettersson.** Das Verhältnis Thorium zu Uran in den Gesteinen und im Meer. Wiener Anz. 1937, S. 127—128, Nr. 16. (Inst. Radiumforsch.) Messungen des Verf. zusammen mit E. Foeyn über den Thoriumgehalt und von B. Karlik über den Urangehalt des Meerwassers aus dem Skagerrak ergaben für das Verhältnis Th : U einen Wert, der sicherlich kleiner als 1 ist. Da für die verschiedenen auf der Erdoberfläche vorkommenden Gesteinsarten ein größerer durchschnittlicher Wert von Th : U (nach G. Kirsch ist im Mittel für Eruptivgesteine Th : U = 1,5 bis 2,3 und für Sedimente Th : U = 2,8) beobachtet wurde, vermutet der Verf., daß das Th aus dem Meerwasser zusammen mit dem aus den Flüssen zugeführten Eisen ausgefällt wird. Diese Deutung würde außerdem einen im Vergleich zu Eruptivgesteinen höheren Wert von Th : U für Sedimente erklären können.

*Jaeckel.*

**Hubert Garrigue.** Mesure de la radioactivité de l'air inclus dans la couche de neige, au voisinage du sol, en montagne. C. R. 205, 420—422, 1937, Nr. 8. Verf. berichtet über weitere Messungen der Radiumemanation im Schnee in der Umgebung des Pic du Midi und findet je nach Wetterlage bis zu  $1,15 \cdot 10^{-12}$  Curie/cm<sup>3</sup> (3,2 M. E.). Der Emanationsgehalt im Schnee ist am höchsten in Gipfelnähe bei starker Luftbewegung. (Vgl. auch diese Ber. 18, 649, 1937.)

*H. Israël-Köhler.*

**A. Keith Brewer.** Radioactivity of potassium and geological time. Science (N.S.) 86, 198—199, 1937, Nr. 2226. (Bur. Chem. Soils.) Die Bestimmung der radioaktiven Zerfallskonstanten des Kaliums war bisher ohne Rücksicht auf die noch unbekannte Verteilung auf die einzelnen Isotope durchgeführt worden. Neuere Untersuchungen ergaben, daß die Radioaktivität hauptsächlich auf K<sup>40</sup> beschränkt ist. Somit sind die im Verhältnis zum Anteil dieses Isotops sehr erheblichen Veränderungen in den Konstanten zu berücksichtigen. Die Anwendung auf die Abschätzung des Alters der Erde führt daher auch zu kleineren Zahlen als bisher. (Obere Grenze: etwas unter  $3 \cdot 10^9$  Jahre.) Für die Carbonzeit berechnet sich die vom Kalium erzeugte Wärmemenge als das Mehrfache der von Uran und Thorium gelieferten Energie.

*Schmerwitz.*

**F. Becker.** Die Erdbodentemperatur als Indikator der Versickerung. Meteorol. ZS. 54, 372—377, 1937, Nr. 10. (Potsdam.) Gelegentlich



von Gewitterregen an heißen Sommertagen wurde auf Grund der Aufzeichnungen der in 1, 2, 10, 20 und 50 cm Tiefe versenkten Widerstandsthermometer des Potsdamer Bodenthermometerfeldes unter natürlicher Vegetationsdecke in humosem Quarzsand der Vorgang der Versickerung von kälterem Niederschlagswasser verfolgt. In 1 cm Tiefe zeigte sich erst 22 Minuten nach Beginn des Regens, nachdem bereits 10,9 mm Niederschlag gefallen war, ein kräftiger, durch das vordringende Niederschlagswasser verursachter Temperatursturz. Nach der langsamen Durchfeuchtung der ausgetrockneten und vegetationsbedeckten Oberflächenschicht, drang die Versickerung in den unteren Schichten rasch vor. Die Sickergeschwindigkeit betrug 0,5 cm/min in 1 bis 2 cm, 2,7 cm/min in 2 bis 10 cm, 2,5 cm/min in 10 bis 20 cm und 0,8 cm/min in 20 bis 50 cm Tiefe. Die Temperatursenkung durch den Niederschlag betrug in 1 cm Tiefe 5,7°, in 10 cm 3,8°, in 20 cm 1,8° und in 50 cm ist sogar eine schwache Temperaturerhöhung erfolgt. Bei einem zweiten Gewitter, bei dem der Boden vorher nicht so ausgetrocknet war wie bei dem ersten, waren die Sickergeschwindigkeiten nur etwa halb so groß. Es hängt die Sickergeschwindigkeit vermutlich nicht nur von der Niederschlagsmenge, sondern auch von der zeitlichen Änderung der Niederschlagsmengen ab.

*F. Steinhäuser.*

**P. I. Adrianow.** Die Wärmekapazität des gebundenen Wassers und des Bodens. Kolloid-ZS. 78, 107—108, 1937, Nr. 1. (Moskau.) Verf. hat die spezifischen Wärmen verschiedener drei Stunden lang bei 100 bis 105° C getrockneter Erdbodenproben im Kalorimeter nach Reigneau bei 15 bis 20° C gemessen und durch Vergleich dieser Zahlen mit den bekannten Wärmekapazitätsmessungen feuchter Böden die spezifische Wärme des gebundenen Wassers als Differenz erhalten. Dabei zeigte es sich, daß die spezifische Wärme des gebundenen Wassers kleiner als 1 ist, und zwar erhält man für verschiedene Böden im Mittel 0,70 bis 0,75 (cal/g · Grad); eine ähnliche Berechnung mit experimentellen Literaturwerten wird auch für verschiedene Salze durchgeführt, wobei sich eine spezifische Wärme des Kristallwassers von 0,4 bis 0,8 (cal/g · Grad) ergibt. Als Interpolationsformel für die spezifische Wärme des Bodenwassers gibt der Verf. die Formel  $C = x \cdot 0,2 + y \cdot 0,7 + (w - y)$ , worin  $x$  die Gewichtsmenge des festen Bodenbestandteils,  $y$  die Menge des hygroskopischen Wassers und  $w$  das Gesamtgewicht des Bodenwassers ist.

*Justi.*

**F. A. Veining Meinesz.** The Determination of the Earth's plasticity from the postglacial uplift of Scandinavia; Isostatic adjustment. Proc. Amsterdam 40, 654—662, 1937, Nr. 8. Durch eine Veröffentlichung von Haskell veranlaßt, werden die physikalischen Daten der postglazialen Hebung Skandinaviens erneut durchgerechnet. Von der Hebungsgeschwindigkeit wird angenommen, daß sie proportional der bis zum endgültigen Ausgleich noch fehlenden Höhendifferenz abnimmt. Hieraus wird eine zeitlich-exponentielle Abnahme dieser Differenzen gefolgert. Im Gegensatz zu Haskell wird der jetzige Hebungsstand nicht als endgültig angesehen, sondern aus der Schwereanomalie zu — 180 m berechnet. Mit Rücksicht hierauf ergeben die Rechnungen einen Viskositätskoeffizienten von  $3 \cdot 10^{22}$  cgs und eine Halbwertszeit der Hebung von etwa 10 000 Jahren. In dem zweiten Abschnitt dieser Arbeit werden die Bewegungsgleichungen des Substratums aufgestellt, sowohl bei konstanter wie bei mit der Tiefe veränderlicher Viskosität. Im ersten Fall ergibt sich der gleiche Zahlenwert für den erwähnten Koeffizienten; im zweiten liefert die Lösung z. B. in 700 km Tiefe einen doppelt so großen, in 154 km Tiefe bereits einen 8,5fachen Wert.

*Schmervitz.*

**C. J. Östman.** Die Eisverhältnisse der schwedischen Küsten in den Wintern von 1870/71 bis 1934/35. Meddel. Meteorol.-Hydrogr. Anst. 6, Nr. 6, 63 S., 1937. (Schwedisch.)

*Dede.*



Wilh. Wolff. Das Vulkanproblem von Santorin. Naturwissensch. 25. 769—774, 1937, Nr. 48. (Berlin.) Dede.

Ernst Lindberg. Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant janvier 1934—juin 1937. S.-A. Publ. Obs. météorol. Univ. Upsala 1937, 56 S. Stationsbericht der Erdbebenregistrierungen in Upsala von Januar 1934 bis Juni 1937. Für jedes Jahr ist außerdem in besonderen Tabellen eine Übersicht der mikroseismischen Bodenunruhe angefügt. In einem Vorwort findet man eine Erörterung der verwendeten Bezeichnungen und einige Angaben über den in zwei Komponenten registrierenden Wiechertschen astatischen Horizontalseismograph, mit dem die Aufzeichnungen erhalten wurden. Schmerwitz.

Rolf-Heinz Gees. Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank). ZS. f. Geophys. 13, 159—179, 1937, Nr. 4/5. (Geophys. Inst. Göttingen.) Für das Nordbrabanter Beben einschließlich der sich über eine Woche erstreckenden Nachbeben wurden von der Station De Bilt insgesamt vier verschiedene Herde ermittelt. Diese liegen sämtlich in der Fortsetzung des Rheintalgrabens in den Niederlanden. Als Anlaß für die Auslösung kann die Trockenlegung des Zuidersees in Frage kommen. Eine einheitliche Luftdruckänderung konnte jedenfalls auf Grund des meteorologischen Materials hierfür nicht verantwortlich gemacht werden. Aus den Aufzeichnungen der vier zunächstgelegenen Stationen wird das Epizentrum unter Verwendung der Ankunftszeiten der  $\bar{P}$ -Wellen berechnet. Die Schnittpunkte der Kreise gleicher Epizentralentfernung der übrigen Stationen fallen bis auf  $\pm 10$  km mit dem zuvor ermittelten Herd zusammen. Für die  $P_n$ -Wellen, die  $S_n$ -Wellen und verwandte Wellengruppen ergaben sich Geschwindigkeitswerte, die entsprechend zu dem verschiedenen geologischen Aufbau der oberen Schichten Abweichungen von den bisherigen Normalwerten zeigten. Dickenbestimmungen der einzelnen Schichten wurden durchgeführt. Die Herdtiefe ergab sich zu etwa 27 km. Auch für das Doggerbank-Beben vom 7. Juni 1931 wurde eine neue Berechnung der Laufzeitkurven vorgenommen. Hierbei wurden die nordöstlich des Epizentrums gelegenen Stationen von den südöstlich gelegenen getrennt behandelt. In dem ersten Profil wird für  $P_n$ -Wellen eine Geschwindigkeit von 8,43, im zweiten eine von 7,86 km/sec ermittelt. Der Unterschied wird auf eine verschiedene Neigung der Schichten zurückgeführt. Nördlich der Linie Doggerbank—Kopenhagen müßte die Granitschicht demnach dünner sein. Schmerwitz.

Harold Jeffreys. A further study of near earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 196—225, 1937, Nr. 3. Die Schichtdickenbestimmungen bei nahen Erdbeben hängen von der Genauigkeit der Werte für die Geschwindigkeit der P- und S-Wellen und deren Untergruppen sowie von der Extrapolation auf den Nullpunkt ab. Bei diesem Verfahren wurde bisher eine zu große Genauigkeit vorausgesetzt. Der Verf. zeigt eingehend, daß hier, wie auch sonst in der Physik, nur mit der vorschriftsmäßigen Berechnung des mittleren Fehlers nach der Methode der kleinsten Quadrate aus einer entsprechenden Anzahl von Messungen eine zuverlässige Bewertung der Aussagen gegeben werden kann. Unter diesen Gesichtspunkten werden zunächst für eine Reihe von Wellengruppen aus verschiedenen europäischen Beben die mittleren Geschwindigkeiten zusammengestellt. Es folgt eine ebenso eingehende Genauigkeitsbetrachtung über die Herdlage und Herdtiefenbestimmungen der bekanntesten mitteleuropäischen Beben aus den letzten Jahrzehnten. Durch diese kritisch ausgeführten Berechnungen werden die Angaben mancher bisheriger Feststellungen erheblich eingeschränkt. Auf Beben von

Kalifornien, Japan und Neu-Seeland werden die gleichen Untersuchungen erstreckt und diese Ergebnisse mit denen aus Europa verglichen. *Schmerwitz.*

**Harold Jeffreys.** Further corrections to the *P*, *S* and *SKS* tables. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 225—250, 1937, Nr. 3. Die Tabellen der Laufzeiten sind, soweit sie bisher für die verschiedenen Wellengruppen aufgestellt sind, Mittelwerte aus zahlreichen Beobachtungen. Um den genauen Anwendungsbereich zu klären, wurden systematische Untersuchungen der Fehler und Fehlergrenzen als sehr notwendig erachtet. Da Herdtiefen zwischen 0 und 17 km einige sec Differenz für die Laufzeiten verschiedener Wellen ergeben können, war festzustellen, auf welche Herdtiefe sich die den Laufzeiten zugrunde gelegten Daten bezogen. Bei dem Vergleich zahlreicher aus den verschiedensten Gegenden der Erde erhaltener Stationsaufzeichnungen wird auch hier noch einmal der Einfluß der Elliptizitätskorrektur hervorgehoben und in Rechnung gesetzt. Nach weiteren derartigen sehr eingehenden Klärungen des umfangreichen Materials wird eine neue Tabelle für die Laufzeiten der *P*- und *S*-Wellen von kontinentalen Oberflächenherden aufgestellt. *Schmerwitz.*

**I. Lehmann.** Seismic time-curves and depth determination. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 250—271, 1937, Nr. 3. Es wird auf Grund ausführlicher Ableitungen gezeigt, daß eine langsame Zunahme der Geschwindigkeit elastischer Wellen, welche meist bei gleichförmigen Sedimentgesteinsschichten mit zunehmender Tiefe vorausgesetzt werden kann, gerade Laufzeitkurven veranlaßt, wie sie gewöhnlich auch bei den Bodenaufschlüssen erhalten werden. Wenn aus geraden Laufzeitkurven auf die Schichttiefe unter der Voraussetzung konstanter Geschwindigkeit in den Schichten geschlossen wird, so wird die Tiefe nur dann in guter Annäherung erhalten, wenn die Geschwindigkeitszunahme in den Schichten klein ist und die einzelnen Schichten nicht sehr mächtig sind. Nimmt die Geschwindigkeit in einer Schicht jedoch stark zu, so können immer noch gerade Laufzeitkurven auftreten. Wenn solche Kurven aber unter der Voraussetzung konstanter Geschwindigkeit in den einzelnen Schichten ausgewertet werden, so führen die Schlüsse zu erheblichen Abweichungen von der Wirklichkeit. Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, eine starke Zunahme der Geschwindigkeit aus Amplitudenmessungen zu erkennen. Die Tiefenbestimmung bleibt hierbei jedoch noch unsicher. *Schmerwitz.*

**J. A. Archer.** On the direction of approach of microseisms. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 185—196, 1937, Nr. 3. In Anlehnung an das Verfahren von A. W. Lee werden die Phasendifferenzen zwischen den Komponenten aus den Aufzeichnungen der mikroseismischen Bodenbewegung in Kopenhagen, Hamburg und Ivigtut auf ihre Eignung für Schlüsse über die Herkunft dieser Bewegung untersucht. Soweit das noch nicht ganz ausreichende Material zuläßt, verweisen die Stationen Kopenhagen und Ivigtut den Ursprung vorwiegend auf den Nordatlantik; während besonders für Hamburg ein nordöstlicher Ursprungsort noch nicht sicher festgelegt werden konnte. *Schmerwitz.*

**Gerhard Fritzsche.** Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Gebäudeerschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 10, 1—81, 1937, Anh. 1; auch Diss. Für die Messungen wurde ein Vertikalseismograph nach Benioff mit einer Eigenperiode von  $T_0 = 0,37$  bis  $0,53$  sec und galvanometrischer Registrierung verwendet. Die Eigenperiode war von dem Abstand eines Weichenstabes von den Magnetspolen abhängig. Die umfangreiche Prüfung der Apparatur wurde mit einem Mollgalvanometer ( $T_0 = 1,39$  sec) und einem Hart-

mann-Braun-Galvanometer ( $T_0 = 11$  sec), die auf aperiodische Dämpfung eingestellt waren, vorgenommen. Da die Empfindlichkeit in starkem Maße von der Eigenperiode des Seismographen und seiner Öldämpfung mit großem Temperaturkoeffizienten abhängig ist, mußte sie bei jeder Messung experimentell bestimmt werden. Die dazu nötige Rechenarbeit wurde durch das umfangreiche Kurvenmaterial abgekürzt und erleichtert. Mit der genannten Anordnung, die einschließlich der Registrierapparatur 3,3 Zentner wog, wurden die Bodenschwingungen an 36 Stationen gemessen. Diese lagen in einem Umkreis von etwa 6 km um eine in Oschatz laufende Dampfmaschine. Die gemessenen Amplituden der Bodenbewegung und die Dämpfungskoeffizienten des Untergrundes werden kartenmäßig dargestellt und die Zusammenhänge mit dem Untergrund erläutert. Auch die beim Auslaufen der Maschine auftretenden Schwebungserscheinungen werden besprochen. Weiter werden die Erschütterungen von Eisenbahnzügen und von Lastzügen mit Luft- und Vollgummibereifung gemessen und die dabei auftretenden Schichtschwingungen betrachtet. Ferner wird von Gebäudeschwingungen, die bei dem Anlaufen der Maschine nachweisbar waren, berichtet, und es werden die dabei registrierten Kurven analysiert. Das gleiche gilt von den zum Schluß der Arbeit besprochenen Gebäudeerschütterungen, die durch Wind hervorgerufen wurden. *Martin.*

Endgültige Sonnenflecken-Relativzahlen im Jahre 1936. *Meteorol. ZS.* 54, 422, 1937, Nr. 11.

**W. Brunner.** Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1937. Ebenda S. 423. *Dede.*

**H. Rudolph.** Der Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde. 61 S. Leipzig, Verlag Otto Hillmann, 1936. Inhalt: Sonnenflecken, Polarlichter und erdmagnetische Erscheinungen; Polarlichttheorien; die tägliche erdmagnetische Variation; die wahre Ursache der Polarlichter und die gemeinsame Quelle aller elektrischen Naturvorgänge auf der Erde; die Bahnkrümmung der Heliokathodenstrahlen; die Heßschen durchdringenden Höhenstrahlen; der vierphasige elektrische Grundprozeß in der Ionosphäre der Erde; die Intensität der elektrischen Sonnenstrahlung; die Ursache der luftelektrischen Erscheinungen; die Ursache des Erdmagnetismus; Literaturverzeichnis. *Riewe.*

**G. R. Wait.** Coefficient of combination between small ions and large ions. *Phys. Rev.* (2) 51, 1025, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Carnegie Inst. Wash.) Aus gleichzeitigen Beobachtungen von Kleinionenzahl, Großionenzahl und Ionisierungsstärke in der Atmosphäre wird der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen beiden Ionenarten abgeleitet. Verhältnis zwischen größtem und kleinstem Werte etwa 2:1. Der Wert variiert gleichsinnig mit Temperatur und absoluter Feuchtigkeit. Zur Erklärung des Zusammenhanges wird Variation des Wiedervereinigungskoeffizienten infolge der feuchtigkeitsabhängigen Größe der Großionen angenommen. *H. Israëli-Köhler.*

**W. Immler.** Fehlergleichungen der Funkortung. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 460—467, 1937, Nr. 10. (Berlin.) Im Gegensatz zur astronomischen Navigation ist bei Kreuzpeilung die Beziehung zwischen Winkel- und Streckenfehler nicht so einfach, so daß das Fehlerviereck in Abhängigkeit von der Peilung und der Peilbasis keine regelmäßige Gestalt annimmt. Eine Tabellenaufstellung gibt 1. die prozentualen Fehler  $s$  (seitliche Verschiebung) und  $p$  (Peilung) bei verschiedenen Peilungen, 2. die Entfernung  $y$  von der Peilbasis  $e$ , 3. die Werte für  $e$  und  $y$  bei der Genauigkeitsforderung  $p = 1$  Sm, 4. die Berechnung der Fehlervierecke. Daraus ergibt sich im Gegensatz zur astronomischen Ortung, daß die Funkortung von der Länge der Basis abhängig ist. Ihre beste Wirkung liegt auf dem Halbkreis der



Azimutdifferenz  $\alpha = 90^\circ$ , die Tiefenwirkung erstreckt sich jedoch höchstens bis zu einem Betrag  $y = e/2$ , wenn der Streckenfehler kleiner als 1 Sm bleiben soll. Dann ist die Basis auf 57,3 Sm begrenzt. Da die Genauigkeit der astronomischen Ortung in der Luftnavigation  $1/10$  der Seenavigation beträgt, so steigt die Bedeutung der Funkortung in der Luftfahrt auf das zehnfache, wenn man sich auf Entfernungen bis zu 500 km beschränkt.

Winckel.

**S. Tetelbaum.** Observations of the ionosphere made during June—July 1936 in the city of Kiev (latitude  $50^\circ 27'$  north, longitude  $30^\circ 30'$  East of Greenwich). Techn. Phys. USSR. 4, 200—223, 1937, Nr. 3. (Ind. Inst. Kiev.) Es werden Messungen über die Höhen der reflektierenden Schichten beschrieben, besonders die in der Zeit der partiellen Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 ausgeführt wurden. Der Sender bestand aus einem Generator nach Meißner, die Anodenspannung in Höhe von 15 000 Volt wurde periodisch für eine Zeit von 1 bis  $1,5 \cdot 10^{-4}$  sec an die Anode gelegt, die Leistung betrug 8 kW, die Wellenlänge 20 bis 120 m. Auf der Empfangsseite diente ein Überlagerungsempfänger, ein Braunsch's Rohr und eine Kamera zur Aufnahme der Zeichen. Die Messungen geschahen nach der Echomethode, die theoretischen Grundlagen und die Art der Meßmethode sind eingehend beschrieben. Die Messungen ergaben zusammenfassend: 1. Die Höhenmessungen ergaben in Kiev dieselben Werte wie die Messungen an anderen Orten. 2. Irreguläre Reflexionen wurden in Höhen von 30 bis 60 km gemessen. 3. Während der Sonnenfinsternis war die Konzentration der Ladungen in den Schichten gesunken. Ein sehr eingehendes Literaturverzeichnis beschließt die Arbeit.

W. Lampe.

**Théodore V. Ionescu.** Sur le calcul de l'intervalle de temps xentre deux choes successifs d'un électron controle les molécules de l'ionosphere. C. R. 205, 569—571, 1937, Nr. 14. Berichtigung ebenda S. 759, Nr. 17. Die in der Ionosphäre durch Ionisation frei werdenden Elektronen haben eine mittlere Laufzeit, bis sie wieder mit einem Molekül zusammenstoßen. Für diese Zeit wird eine Formel aufgestellt. Die unter Verwendung der Wegener'schen Daten (für den Druck) für einige Höhen berechneten Zeiten stimmen bis zu etwa 130 km Höhe mit den experimentell ermittelten Zeiten überein, doch nehmen die letzteren in noch größeren Höhen wesentlich langsamer ab. Daraus schließt Verf., daß dort ein höherer Druck herrscht als angenommen wird.

A. Ehmert.

**Max Waldmeier.** Sonneneruptionen und ionosphärische Störungen. ZS. f. Astrophys. 14, 229—241, 1937, Nr. 4. (Zürich.) Der Zusammenhang zwischen ionosphärischen Störungen — abgeleitet aus Fadingerscheinungen im Kurzwellenverkehr über große Entfernungen — und chromosphärischen Sonneneruptionen wird statistisch aus Häufigkeitsverteilung und direkt aus dem zeitlichen Zusammentreffen beider Erscheinungen in einer großen Zahl von Einzelfällen der Jahre 1935/36 abgeleitet. Die Gleichzeitigkeit des Auftretens ist mindestens zehnmal häufiger als bei zufälligem Zusammentreffen zu erwarten wäre. Mindestens 80 % aller Fadings sind durch Sonneneruptionen bedingt. Mit zunehmender Intensität einer Eruption steigt die Wahrscheinlichkeit einer Fadingauslösung rasch an: Bei insgesamt 470 im Jahr 1936 beobachteten Eruptionen betrug die Wahrscheinlichkeit für die Intensitätsstufen 1, 2 bzw. 3 resp. 2,6, 14,0 bzw. 43,4 %. Gleichzeitig mit starken Ionosphärenstörungen wird eine Beeinflussung anderer Elemente beobachtet: Verstärkung des Empfanges auf Wellen von 10 km Länge, magnetische sowie entsprechende Erdstromstörungen. Eine der Sonnenrotation entsprechende Wiederholungstendenz der Fadings wird nicht beobachtet, ebensowenig eine Abhängigkeit von der Lage des Eruptionsherd auf der Sonnenscheibe. Aus letzterem, aus dem gleichzeitigen Auftreten von Eruption und Fading und aus der Intensitäts-



verteilung der Störungen auf der Erde (Abnahme mit zunehmender Breite) ist auf eine Wellenstrahlung als auslösende Ursache, und zwar auf kurzwelliges UV zu schließen. Spektroskopische Beobachtungen machen es wahrscheinlich, daß die Eruptionen in dem fraglichen Spektralbereich (unter 1000 Å) intensive Emission besitzen.

*H. Israël-Köhler.*

**G. Leithäuser und B. Beckmann.** Über ungewöhnliche Zustände der Ionosphäre und deren Beziehung zu Nordlichtern und Erdmagnetismus. *ZS. f. techn. Phys.* 18, 290—299, 1937, Nr. 10. (Inst. f. Schwingungsforsch. T. H. Berlin.) Die „ungewöhnlichen Zustände“ bestehen im Auftreten wolkenartiger Raumladungen, die sich mit der *F*-Schicht vereinen und die Ionisation oft stark vermindern. Fällt die *F*-Schicht dadurch völlig aus, so findet sich in großer Höhe (1000 km) eine diffus reflektierende Schicht. Die Vereinigung der *F*-Schicht mit der wolkenartigen ist immer von erdmagnetischen Störungen begleitet, oft auch von starker Nordlichttätigkeit und einer entsprechend voreilenden starken Sonnenaktivität. Die Verf. kommen zu der Überzeugung, daß die Nordlichter vom Raumladungsausgleich herrühren und daß die *F*<sub>2</sub>-Schicht die obere Grenze des *F*-Gebietes sei.

*Riewe.*

**H. E. Paul.** Echomessungen an der Ionosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 50, 121—135, 1937, Nr. 4; auch Diss. Univ. Köln. Beobachtungen aus dem Jahre 1934. Die verwendete Apparatur wird eingehend beschrieben; sie gestattete die gleichzeitige Verwendung zweier Wellenlängen (meist 60 und 84 m) im Abstand von  $\frac{1}{50}$  sec; die photographische Aufzeichnung geschieht mittels einer synchron umlaufenden Glimmlampe, die Meßgenauigkeit der scheinbaren Höhe beträgt etwa 2 km. Beobachtet wurden Reflexionen an den *F*- und *E*-Schichten, einige Male auch Mehrfachreflexionen zwischen ihnen. Die außerordentliche reflektierte Komponente trifft an einigen Tagen erst nach der ordentlichen ein. (Die Meßgenauigkeit erscheint zu optimistisch beurteilt, trotz der Impulsdauer von  $4 \cdot 10^{-5}$  sec. Der Ref.)

*Riewe.*

**A. G. McNish.** Terrestrial-magnetic and ionospheric effects associated with bright chromospheric eruptions. *S.-A. Terr. Magn.* 42, 109—122, 1937, Nr. 2. (Carnegie Inst. Wash.) Für die magnetischen Störungen am 6. November 1936, 25. August 1936 und 8. April 1936 werden in eine Erdkarte die Ionosphärenströme eingetragen, die jene Störungen hervorrufen könnten; die Ströme stimmen in Richtung und Größe mit den normalen etwa überein, sie treten zugleich mit Sonneneruptionen und Rundfunkstörungen auf. Eine Störung vom 16. April 1933 zeigt im Gegensatz zu den vorigen keine geschlossenen Stromfäden, sondern überall deutlich nordwestliche Orientierung. Wahrscheinlich ist die Strahlung der Sonne im Ultraviolett größer als die eines schwarzen Körpers bei etwa 6000° K.

*Riewe.*

**L. V. Berkner and H. W. Wells.** Study of radio fade-outs. *S.-A. Terr. Magn.* 42, 183—194, 1937, Nr. 2. (Carnegie Inst. Wash.) Beobachtungen bei 4,8 Megahertz in Huancayo (Peru) und Watheroo (West-Australien) werden ausgewertet, die zeigen, daß die Absorption oberhalb von 60 und unterhalb von 100 km während einiger Sonnenausbrüche stark anwächst, während die oberen Schichten anscheinend unbeeinflusst bleiben. Die Ausbreitungsstörung für elektrische Wellen tritt nur tagsüber, vor allem (örtlich:) mittags auf und dauert in über 60 % der Fälle weniger als 15 min.

*Riewe.*

**E. V. Appleton.** Regularities and Irregularities in the Ionosphere. I. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 162, 451—479, 1937, Nr. 911. Die sehr eingehende Arbeit behandelt im ersten Teil den Aufbau einer einfachen Schicht.

die Höhe maximaler Ionisation, die Ionisationsänderung mit der Höhe, die totale Leitfähigkeit der Schicht und die Absorption von Radiowellen. Im zweiten Teil werden die zahlreichen theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen verglichen. Insbesondere werden besprochen: die Abhängigkeit der Ionisation von der täglichen und jahreszeitlichen Sonnenhöhe, Produktion und Verschwinden der Elektronen, die scheinbare Reflexionshöhe und die Struktur der Atmosphäre sowie die Anormalitäten der Schichten und ihre Ursachen. Wegen ihres Umfangs sei auf die Arbeit selbst verwiesen. (Die Unterschrift von Fig. 1 ist durch einen Druckfehler entstellt. Ref.) *Riewe.*

**Leiv Harang.** Änderungen der Ionisation der höchsten Atmosphärenschichten während der Nordlichter und erdmagnetischen Störungen. *Geofys. Publ. Oslo* 11, Nr. 17, 1937, 54 S. Wie die vorstehend referierte Arbeit besteht diese aus einem theoretischen und einem experimentellen Teil. Zuerst werden die Gleichungen für den Brechungsindex, den Einfluß des Erdfeldes, die Wellen- und Gruppengeschwindigkeiten gegeben und die Nachweismöglichkeiten für Ionenschichten und deren Ionisationsänderungen besprochen. Dann werden die Versuchsanordnung und die Beobachtungen in Tromsö zusammengestellt. Der jährliche Gang der kritischen Frequenzen, die Perioden der erdmagnetischen Aktivität, die Aufspaltung in drei Komponenten und zahlreiche andere Ergebnisse, wie Rekombinationsgang, die Möglichkeit zweier Schichten, die vertikalen Bewegungen der E-Schicht werden gezeigt und besprochen; wegen der Reichhaltigkeit muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. *Riewe.*

**D. F. Martyn, G. H. Mumro, A. J. Higgs and S. E. Williams.** Ionospheric Disturbances, Fadeouts and Bright Hydrogen Solar Eruptions. *Nature* 140, 603—605, 1937, Nr. 3545. (Australian Radio Res. Board; Commonwealth Solar Obs. Canberra.) *Riewe.*

**T. L. Eckersley.** Irregular Ionic Clouds in the E Layer of the Ionosphere. *Nature* 140, 846—847, 1937, Nr. 3550. (Marconi's Wirel. Telegr. Co. Chelmsford.) Beispiele für unregelmäßige Echos, die Ionenwolken zugeschrieben werden können. Die benutzte Impulsdauer beträgt  $\frac{1}{3}$  msec, die Wellenlänge 32,35 m. *Riewe.*

**Robert A. Millikan.** Exploring the stratosphere for new electricaleffects. *Journ. Franklin Inst.* 224, 145—151, 1937, Nr. 2. (Norman Bridge Lab. Phys. Inst. Technol. Cal.) *Riewe.*

**N. E. Bradbury.** Fundamental mechanisms in the ionosphere. *Journ. appl. Physics* 8, 709—717, 1937, Nr. 11. (Stanford Univ. Cal.) Zusammenfassung.

**A. G. McNish.** Terrestrial magnetic variations and the ionosphere. *Ebenda* S. 718—731. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Zusammenfassung.

**J. H. Dellinger.** Sudden disturbances of the ionosphere. *Ebenda* S. 732—751. (Bur. of Stand. Wash.) Zusammenfassung.

**R. S. Richardson.** The nature of bright chromospheric eruptions. *Ebenda* S. 752—756. (Mount Wilson Obs. Carnegie Inst. Wash.) Zusammenfassung. *Riewe.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January to May, 1937. *Proc. Inst. Radio Eng.* 25, 1174—1184, 1937, Nr. 9. Verff. geben in graphischen Darstellungen die Ergebnisse ihrer Ionosphärenbeobachtungen je für die Monate Januar

bis Mai 1937. Von März an sind die Kurven für magnetisch gestörte Tage gesondert eingezeichnet. Außerdem wurden eine Anzahl Sender beobachtet und der Ausfall ihrer Signale registriert. Die Ergebnisse werden zu den magnetischen Charakterzahlen in Verbindung gebracht. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., June, 1937. Ebenda S.1185—1187. (Vgl. vorstehendes Referat.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1937. Ebenda S.1188—1191. (Vgl. vorstehende Referate.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., August, 1937. Ebenda 25, 1954—1956, 1937, Nr. 10. (Bur. of Stand. Wash.) (Vgl. vorstehende Referate.) *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., September, 1937. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1493—1496, 1937, Nr. 11. (Bur. of Stand. Wash.) *Dede.*

J. H. Dellinger. Sudden disturbances of the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1253—1290, 1937, Nr. 10. (Bur. of Stand. Wash.) Die umfangreiche Arbeit gibt die Ergebnisse der bisherigen Beobachtungen des nach dem Verf. benannten Effektes, des minutenlangen Verschwindens sämtlicher drahtlosen Signale auf der Tageshälfte der Erde. Die Arbeit gliedert sich in die Abschnitte: Ergebnisse; Charakteristik der Übertragungseffekte; Charakteristik der erdmagnetischen und Erdstrom-Effekte; Sonnenvorgänge begleitet von plötzlichen Ionosphärenstörungen; Diskussion und Erklärung. Die 55 tägige Periode ist sehr wahrscheinlich gemacht durch die Beobachtungen seit Oktober 1934. *Riewe.*

R. A. Watson Watt †, J. F. Herd and F. E. Lutkin. On the Nature of Atmospherics. V. Proc. Roy. Soc. London (A) 162, 267—291, 1937, Nr. 909. (Radio Dep. Nat. Phys. Lab.) Fortsetzung früherer Versuche. Es wird die Wellenform einer großen Anzahl elektrischer atmosphärischer Störungen im Roten Meer, dem Atlantischen Ozean, Ägypten und dem Sudan, zugleich mit einer Kontrollstation in England, aufgenommen und in Tabellenform mitgeteilt und verschiedene Gesetzmäßigkeiten daraus abgeleitet. *A. Güntherschulze.*

P. L. Bellaschi. Lightning Strokes in Field and Laboratory. II. Electr. Eng. 56, 1253—1260, 1937, Nr. 10. Mit künstlich hergestellten Blitzen ( $U \sim 3 \cdot 10^6$  Volt,  $I \sim 10^6$  Amp.), wie sie bereits in einer früheren Arbeit des Verf. beschrieben wurden, wurden weitere Versuche angestellt, die sich hauptsächlich mit den Eigenschaften des Blitzkernes befassen. Es zeigt sich, daß beim Durchschlag durch dünne Blätter aus verschiedenen Materialien der Durchmesser des Durchschlagsloches linear mit der Stromstärke wächst. Der Überdruck im Kern wird auf 50 bis 60 Atü geschätzt, die Temperatur auf 11 000 bis 17 000° K. Solange der Strom fließt, wird der Kern durch die magnetischen Kräfte zusammengehalten. Nach Aufhören des Stromes breitet sich dann der Kern explosionsartig aus. Der Kanal bleibt noch für einige  $10^{-2}$  sec leuchtend. *Schnitger.*

D. J. Malan and H. Collens. Progressive Lightning III. The Fine Structure of Return Lightning Strokes. Proc. Roy. Soc. London (A) 162, 175—203, 1937, Nr. 909. Zu ausführlichen Untersuchungen der Verteilung der Leuchtdauer von Blitzen wurden 120 photographische Aufnahmen herangezogen. Es zeigte sich hierbei, daß in dem zweiten Teil, d. i. in der rückwärts laufenden Blitzentladung, innerhalb des Auflösungsvermögens von etwa  $10^{-5}$  sec die be-



merkenswertesten Schwankungen der Intensität nur an den Stellen auftraten, wo sich bei dem ersten Entladungsweg Abzweigungen eingestellt hatten. Da die Leuchtkraft mit der Stromintensität in Beziehung steht, wird geschlossen, daß erhebliche Stromschwankungen im Blitzkanal nur durch derartige Verzweigungen entstehen. Das Auftreten von Schwingungserscheinungen wird auf Grund dieser Versuche als unwahrscheinlich angesehen.

*Schmerwitz*

**F. Errulat.** Die erdmagnetische Deklination in Ostpreußen für 1935. O. Ann. d. Hydrogr. 65, 519—521, 1937, Nr. 11. (Hamburg.)

*Dede.*

**H. Haalck.** Zur Frage nach der Ursache des Erdmagnetismus. Erwiderung. ZS. f. Geophys. 13, 192—195, 1937, Nr. 4/5. (Potsdam.)

**Teodor Schlomka.** Erwiderung an Herrn Haalck. ZS. f. Geophys. 13, 195—197, 1937, Nr. 4/5. (T. H. Hannover.)

**H. Haalck.** Entgegnung auf die Ausführungen von T. Schlomka. ZS. f. Geophys. 13, 197—198, 1937, Nr. 4/5. Siehe Phys. Ber. 17, 188, 1936; 18, 107, 2275, 1937.

*Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa.** On the Progressive Change of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 277—280, 1936, Nr. 9. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Aus früheren Untersuchungen wurde bereits geschlossen, daß der Formwechsel im Verlauf der täglichen magnetischen Variation in subtropischen Observatorien keine lokale Erscheinung ist. Sie hängt wahrscheinlich mit der Sonnenaktivität zusammen. Es wird kurz mit Hilfe von Diagrammen beschrieben, in welcher Form das Feld der täglichen Variation an den besonders herausgegriffenen Tagen mit der Zeit über die Erde fortschreitet.

*Schmerwitz.*

**J. P. Rothé.** Etude de quelques anomalies du champ magnétique terrestre. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 89 S—90 S, 1937, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 406.] Eine kurze Zusammenfassung über magnetische Vermessungen einiger Gebiete in Elsaß-Lothringen und in Nordfrankreich, die mit einem Schmidtschen Vertikalvariometer der Askania-Werke ausgeführt wurden. Die eingehende Wiedergabe der Meßdaten ist in den Ann. Inst. Phys. du globe de Paris 15, 1, 1937 zu finden.

*Schmerwitz.*

**Leiv Harang and E. Tönsberg.** Results of magnetic observations for the year 1936. Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. Nr. 12, 31 S., 1937. (Auroral Obs. Tromsø.)

*Dede.*

**G. Fanselau.** Einige Bemerkungen zu der magnetischen Störung vom 24. bis 28. April 1937. ZS. f. Geophys. 13, 191—192, 1937, Nr. 4/5. (Geophys. Inst. Potsdam.) Aus dem Verlauf der Registrierungen dieser Störungen (siehe auch Phys. Ber. 18, 2276, 1937) wird wegen der periodischen Intensitätsschwankungen auf einen Einfluß der Neigung der magnetischen Achse der Erde gegen die Rotationsachse geschlossen. Die Breite des Korpuskularstromes von der Sonne wird zu ungefähr 70 Millionen km berechnet.

*Schmerwitz.*

**Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe.** Magnetograph for Examining Sudden Changes of Magnetic Field. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 30—33, 1937, Nr. 2. (Inst. Phys. Chem. Res.) Für die Registrierung plötzlicher magnetischer Feldwechsel wurde ein hochempfindlicher Magnetograph ohne Anlehnung an die bisher üblichen Instrumente entwickelt. Ein Permalloy-Magnetstab wird von einer Drahtspule umgeben, deren Ableitungen mit einem empfindlichen Registriergalvanometer ( $T = 10,4$  sec) eigener Konstruktion verbunden waren. Die Pole des Magnetstabes waren nach beiden Seiten durch trichterförmige Polschuhe erweitert, die sich



in ihrer Form an die Gestalt des Kraftlinienfeldes anschlossen. Die Polschuhe besaßen große, ebene Grenzflächen, damit infolge der Brechung der magnetischen Kraftlinien im wesentlichen nur die senkrecht hierzu einfallenden magnetischen Störungen registriert wurden. Mit Hilfe einer graphischen Integration der vom Galvanometer aufgezeichneten Bewegung läßt sich dann, wie aus der Bewegungsgleichung des Systems abgeleitet wird, die Feldänderung ermitteln. Eine Registrierkurve zeigt die Aufnahme einer Straßenbahnstörung aus 100 m Entfernung mit sehr großen Amplituden. Der magnetische Sturm vom 19. Juni 1936 wurde dagegen nur sehr schwach aufgezeichnet. Es wird vermutet, daß die kurzen Perioden hier bereits in der Ionosphäre abgedämpft waren. *Schmerwitz.*

**Hantaro Nagaoka** und **Tsuneto Ikebe**. Sudden Magnetic Variation during the Volcanic Activity of Asamayama. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 34—37, 1937, Nr. 2. (Inst. Phys. Chem. Res. and Earthq. Res. Inst.) Das in der vorhergehenden Arbeit beschriebene hochempfindliche Magnetometer wurde zur Registrierung plötzlicher magnetischer Variationen verwendet, welche durch Vulkantätigkeit verursacht werden. Da vulkanische Lava im festen Zustand meist magnetisch ist, war anzunehmen, daß bei der mit der Tätigkeit im Inneren verbundenen wechselnden Änderung des Aggregatzustandes plötzliche Störungen des magnetischen Feldes auftreten müssen. Zur Registrierung dieser Störungen wurde das Magnetometer in 8 km Entfernung von dem Krater aufgestellt. Um die Störungen der 2 km entfernten elektrischen Bahn zu beseitigen, wurde die Empfindlichkeit auf  $\frac{1}{10}$  reduziert. Im Verlauf der Beobachtungszeit von Dezember 1936 bis Januar 1937 zeigten die Registrierkurven zwei sehr starke Störungen am 12. Dezember und am 19. Januar. An diesen beiden Tagen waren die Ausschläge oft so stark, daß sie meist weit über den Registrierbereich gingen. Im Zusammenhang hiermit setzte auch erhöht spürbare Vulkantätigkeit ein. *Schmerwitz.*

**L. Vegard** und **E. Tønsberg**. Variations of the intensity distribution within the auroral spectrum. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 16, 1937, 36 S. Die Ergebnisse der vorliegenden umfangreichen Untersuchung über die Intensitätsverhältnisse in den Spektren des Nordlichtes sind folgende: Die grüne Linie 5577 Å ist am intensivsten im Verhältnis zu den negativen Stickstoffbanden in den Nordlichtern, die lichtstarke, eng zusammengedrückte und wohl definierte Typen bilden, wie z. B. die vorhangförmigen, bandförmigen, bogenförmigen und strahlenbündelartigen Nordlichter. Die Linie ist sehr schwach bei schwachen und diffusen Typen mit veränderlicher Umgrenzung oder nebelhafter Fläche. Im Gegensatz dazu sind die roten Sauerstofflinien und die roten Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe bei den erstgenannten Formen schwach und gerade bei den letzteren Formen intensiv. Die Nordlichter mit einer roten unteren Begrenzung zeigen eine beträchtliche Verstärkung der Banden der ersten positiven Gruppe relativ zu den roten Sauerstofflinien. Daraus folgt, daß die roten Nordlichter der Gruppe B ihre Farbe den roten Stickstoffbanden verdanken. Wenn das Nordlicht von Sonnenstrahlung getroffen werden kann, ist die rote Linie relativ zu den anderen am stärksten. Daneben sind ebenfalls meist die Banden der ersten positiven Gruppe verstärkt. Zu der bereits 1926 von Vegard gemachten Beobachtung, daß bei Nordlichtern in größerer Höhe die negativen Stickstoffbanden und einzelne schwächere Linien gegenüber den grünen Linien sehr verstärkt sind, tritt die neue Beobachtung, daß mit steigender Höhe die relative Intensität der roten Linien zunimmt. Diese Beobachtungen zeigen, daß die Anregung des  $^1S_0$ -Zustandes, des oberen Termes der grünen Linie unabhängig von der Anregung des  $^1D_2$ -Zustandes, des oberen Termes der roten Liniengruppe erfolgt. Die Verstärkung der roten Linie unter den oben genannten Bedingungen kann nicht auf eine direkte Einwirkung des Sonnenlichtes

auf den Anregungsvorgang, sondern eher auf Veränderungen in der oberen Atmosphäre unter Einfluß der Sonnenstrahlung zurückgeführt werden. Der  $^1\text{S}_0$ -Zustand wird direkt angeregt durch Zusammenstoß zwischen Sauerstoffmolekülen und angeregtem Stickstoff. Der  $^1\text{D}_2$ -Term wird durch den Einfluß von Ozonbildung angeregt. Damit hängt die Verstärkung mit der Sonnenbeleuchtung und der vermehrten Sonnenaktivität bei starker Fleckenbildung zusammen. *Frerichs.*

**Leiv Harang.** Height measurements of selected auroral forms. Geofys. Publ. Oslo 12, Nr. 1, 1937, 32 S. Mit zwei sehr lichtstarken photographischen Apparaten ( $f:1,5$ ) wurden an zwei Orten gleichzeitig Aufnahmen von Nordlichtern gemacht, um daraus die Höhe der Lichterscheinungen zu bestimmen. Die Synchronisierung der Aufnahmen erfolgte durch telephonische Verbindung der beiden Stationen. Nach dieser Methode wurden in den Jahren 1930 bis 1936 zahlreiche Nordlichter ausgemessen. Die Ergebnisse der Messungen sind in zahlreichen Figuren und Tabellen zusammengestellt. Die gemessenen Höhen liegen zwischen 100 und 300 km. *Frerichs.*

**Jessie Rudnick.** The color index of the night sky. Astrophys. Journ. 86, 212—214, 1937, Nr. 2. (Mc Donald Obs.) Der mittlere Farbindex des Nachthimmels beträgt  $+0,65\text{ m}$ ; er schwankt zwischen  $+0,35$  bis  $+1,0\text{ m}$ . *Riewe.*

**Jean Dufay.** Remarques sur la diffusion de la lumière dans la Voie lactée. C. R. 205, 719—721, 1937, Nr. 17. Verf. zeigt, daß die Berechnung des diffusen Lichtes und die Messungen im Bereich 10 bis  $20^\circ$  galaktischer Breite mit den Beobachtungen befriedigend übereinstimmen. *Riewe.*

**Roscoe F. Sanford.** Regional study of the interstellar calcium lines. Astrophys. Journ. 86, 136—152, 1937, Nr. 2. (Mount Wilson Obs., Carnegie Inst. Wash.) Verf. behandelt die Änderung der Intensität mit der Entfernung, mit dem Farbexzeß und mit der galaktischen Rotation. *Riewe.*

**H. Haffner und G. Cario.** Das Nachthimmelleuchten im gelben und roten Spektralgebiet. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 11—12, 1937, Nr. 1. (Göttingen; Braunschweig.) Mit einem lichtstarken Spektrographen ( $f:0,8$ ) wurde im Nachthimmelleuchten die gelbe Bande oder Linie 5892 aufgenommen. Da der Spalt bei der Aufnahme sehr eng war, konnte nachgewiesen werden, daß die Breite dieser Linie nur 10 bis  $15\text{ Å}$  beträgt. Es besteht daher die Möglichkeit, daß die Dufaysche Annahme der Natriumlinie zutrifft. *Frerichs.*

**Hubert Garrigue.** Nouveaux résultats sur les radiations verte, jaune et rouge émises par le ciel nocturne. C. R. 205, 491—493, 1937, Nr. 11. Die vorliegende Untersuchung enthält Beobachtungen über das Leuchten des Nachthimmels, die mit einem sehr lichtstarken Spektrographen auf dem Pic du Midi gemacht worden sind. Die Messungen beziehen sich auf die Gruppe der roten Linien 6300 bis  $6500\text{ Å}$ , die gelbe Bande 5988 und die grüne Linie 5577. Die Variation dieser Linien und Banden in Abhängigkeit von der Jahreszeit, von den Nachtstunden und von der Richtung am Himmel sind in Tabellen zusammengestellt. *Frerichs.*

**Hannes Alfvén.** Cosmic Radiation as an intra-galactic phenomenon. S.-A. Ark. Mat., Astron. och Fys. (B) 25, 5 S., 1937, Nr. 29. (Phys. Lab. Univ. Upsala.) Der Verf. stellt eine neue Theorie über die Entstehung der Ultrastrahlung auf. Sie soll in unserem Milchstraßensystem und nicht im interstellaren Raum in der Nähe von Doppelsternen in einem ähnlichen Prozeß wie beim Zyklotron entstehen, das Elektronen hoher Geschwindigkeit erzeugt. Durch ein im ganzen Raum vorhandenes Magnetfeld werden die Teilchen daran gehindert, unser galak-

tisches System zu verlassen, sie werden in ihm also so lange „kreisen“, bis sie von einem Gestirn absorbiert werden. Die Theorie gibt eine plausible Erklärung dafür, daß 1. Ultrastrahlung überwiegend aus geladenen Teilchen besteht; 2. eine Sternzeitperiode in bezug auf die Stellung des Milchstraßensystems nicht gefunden ist; 3. die Strahlung mit so verhältnismäßig großer Intensität auf der Erde einfällt. Weiterhin lassen sich auch die Berechnungen und Messungen von Compton und Gettling, die auf eine Entstehung der Ultrastrahlung im interstellaren Raum hindeuten scheinen, im Sinne der neuen Theorie umdeuten. Als mögliche Ursache für das Vorhandensein des Magnetfeldes werden außer den Magnetfeldern der Gestirne Vorgänge in der Nähe von Doppelsternen und die Rotation der Galaktik angeführt.

*A. Sittkows.*

V. F. Hess. New results of cosmic-ray research. S.-A. Terr. Magnet. 41, 345—350, 1936, Nr. 4. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.) Aus den Registrierungen auf dem Hafelekar und in Innsbruck mit einer Steinke-Apparatur in den Jahren 1931 bis 1934 und 1936 kam auf einen (Außen-)Temperatur-Effekt der Höhenstrahlung geschlossen werden (Dichte-Effekt). Der Effekt ist im Winter wesentlich ausgeprägter und größer als im Sommer. Der Einwand von Forbush wird durch örtliche Klimaverhältnisse erklärbar. Weiter lassen die Beobachtungen auf sonnenzeitliche Perioden (Tages- und Sonnenrotationsperioden) schließen. Ein Anstieg um 2 % der mittleren Intensität in der Zeit vom 20. bis 25. Juni 1936 fällt mit dem Auftreten der Nova Cephei zusammen, so daß ein gewisser Zusammenhang vermutet werden kann, zumal auch andere Autoren zahlreiche ähnliche Beobachtungen gemacht haben, die in diesen Berichten bereits refriert sind.

*Juifls.*

H. J. Bhabha and W. Heitler. The Passage of Fast Electrons and the Theory of Cosmic Showers. Proc. Roy. Soc. London (A) 159, 432—458, 1937, Nr. 898. (Gonville and Caius Coll. Cambridge and Wills Phys. Lab. Univ. Bristol.) Unter vereinfachenden Annahmen wird mit Hilfe der relativistischen Quantenmechanik versucht, die Zahl der durch ein schnelles Primärelektron der Energie  $E_0$  in einem Körper der Dicke  $l$  ausgelösten sekundären positiven und negativen Elektronen zu bestimmen. Der Prozeß wird so angenommen, daß die Primärteilchen im Kernfeld eine hohe Wahrscheinlichkeit besitzen, ein sehr hartes Quant auszulösen, das seinerseits ein Elektronenpaar erzeugt. Diese Teilchen erzeugen wiederum Quanten usw. Die Teilchenzahl wächst rasch mit  $E_0$ . Es folgt eine ausführliche Diskussion der Einzelheiten, die unbedingt im Original nachgelesen werden muß. Die Rossi-Kurve und die Absorptionskurve in der Atmosphäre lassen sich gut mit dieser Theorie erklären.

*Juifls.*

J. Clay. De energie en het doordringend vermogen van de kosmische stralen. Proc. Amsterdam 40, 564—574, 1937, Nr. 7. Zusammenfassende Darstellung über die Versuchsergebnisse, die zur Kenntnis der Energie und des Durchdringungsvermögens der Höhenstrahlung führten.

*Juifls.*

R. T. Young, Jr., and J. C. Street. Cosmic-Ray Measurements with a Small Ionization Chamber. I. Variation with Altitude and Latitude of the Total Ionization for Various Shields. Phys. Rev. (2) 52, 552—559, 1937, Nr. 6. (Polytechn. Inst. Worcester, Mass.; Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Mit einer kleinen Hochdruckionisationskammer, deren Ionenstrom mit einem 2-Röhrenverstärker (FP 54 und C-6-C) gemessen wird, nehmen die Verff. Bleiabsorptionskurven bis zu 19,4 cm in verschiedener geomagnetischer Breite ( $53^\circ$  N,  $49^\circ$  N,  $1^\circ$  S) und Höhe (0, 3300, 4300 m) auf. Variiert wird dabei nur das Absorptionsfilter in einem Winkelbereich von  $\pm 41^\circ$  gegen die Vertikale. Es zeigt sich, daß die Größe des Breiteneffektes bei einer gegebenen Höhe unabhängig von der Bleifilterung ist. Bei gegebenen Breiten wächst sie dagegen mit ab-



nehmendem Luftdruck deutlich an ( $J$  nördlich :  $J$  äquatorial = 1,16 bei 76 cm Hg, = 1,25 bei 51 cm Hg, = 1,30 bei 45 cm Hg). Eine Analyse der Absorptionskurve unter der Annahme einer durchdringenden Teilchenstrahlung und einer weichen Sekundärstrahlung durch Vergleich mit Zählrohrmessungen von Woodward führt zu dem Schluß, daß bei 51 cm Hg unter 20 cm Blei noch 50 % der Gesamt-ionisation von Sekundärstrahlung herrührt. Bei 76 cm Hg ist der Anteil 20 %. Eine Intensitätskurve der Sekundärstrahlung deutet ein zweites Maximum bei dicken Bleischichten an ( $> 19$  cm Pb).

*A. Sittkus.*

**R. T. Young, Jr.** Cosmic-Ray Measurements with a Small Ionization Chamber. II. Comparison of Small Bursts at Different Altitudes and Their Variations with Thickness of Shield. Phys. Rev. (2) 52, 559—564, 1937, Nr. 6. (Polytechn. Inst. Worcester, Mass.) Mit derselben Apparatur wie in I bestimmt Young in Cambridge ( $53^{\circ}$  N, 76 cm Hg), Echo Lake ( $49^{\circ}$  N, 51 cm Hg), Mt. Evans ( $49^{\circ}$  N, 45 cm Hg) und Cerro de Pasco, Peru ( $1^{\circ}$  S, 45 cm Hg) die Häufigkeit der Stöße in Abhängigkeit von der Bleidicke. Die Stöße sind in Größenklassen mit 10—19, 20—29, 30 und mehr Teilchen eingeteilt. Das Verhältnis der Stoßhäufigkeiten in den drei Klassen ist für Echo Lake zu Cambridge 4,7, 8,0 und 8,8; für Mt. Evans zu Cambridge 7,3, 14,3 und 20,0. Für die kleinste Gruppe sind die Daten in Übereinstimmung mit Zählrohrmessungen an Schauern, für die größte Klasse stimmen sie mit Ionisationskammermessungen großer Stöße überein. Der Breiteneffekt für Stöße mit mehr als 20 Teilchen beträgt zwischen Mt. Evans und Cerro de Pasco 1,34 (für Ionisation 1,30). Die Auslösekurven für die Stöße der verschiedenen Klassen zeigen mit wachsender Stoßgröße die bereits bekannte Verschiebung des Maximums der Häufigkeit nach größeren Bleischichten.

*A. Sittkus.*

**Sotohiko Nishida.** A simplified Wilson Chamber. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 19, 806—808, 1937, Nr. 9. (Phys. Lab. Kōnan-Kōtō-Gakkō.) Es wird eine Wilsonsche Nebelkammer beschrieben, deren Aufbau ähnlich dem von Crane und Mouzon ist, und die für photographische Aufnahmen der Nebelspuren gut geeignet sein soll.

*Juifls.*

**Marietta Blau und Hertha Wambacher.** Vorläufiger Bericht über photographische Ultrastrahlenuntersuchungen nebst einigen Versuchen über „spontane Neutronenemission“, Auftreten von  $H$ -Strahlen ähnlichen Bahnen entsprechend mehreren Metern Reichweite in Luft. Wiener Anz. 1937, S. 130—131, Nr. 16. Verff. beobachten die direkten Bahnspuren von Teilchen der Ultrastrahlung in der photographischen Schicht. Platten, die 5 Monate lang auf dem Hafelekar bei Innsbruck (2300 m ü. M.) exponiert wurden, ergaben nach vorläufiger Auswertung auf  $0,507 \text{ cm}^2$  Emulsionsfläche 85 Bahnspuren mit entsprechenden Luftreichweiten von 10 cm bis 6,5 m. Die Korndichte der Bahnspuren variiert sehr stark und ist meist geringer als die von  $\alpha$ -Teilchenbahnen. Es wird daher angenommen, daß es sich hauptsächlich um schnelle Protonen handelt, die, zumindest teilweise, als Sekundäre von Neutronen anzusehen sind. Außerdem wurde versucht, die verschiedentlich beobachtete spontane Neutronenemission von Phosphor, der mit schnellen Neutronen bestrahlt worden war, photographisch nachzuweisen. Es zeigte sich, daß die Zahl der beim spontanen Zerfall des Phosphors emittierten Neutronen zu gering war, um neben Bahnspuren erkennbar zu sein, die sowohl auf den exponierten als auch auf unbestrahlten Kontrollplatten in annähernd gleicher Zahl auftraten. Es handelt sich dabei um Bahnspuren mit 1 bis 8 cm Luftreichweite, vermutlich radioaktiven Ursprungs, ferner um längere Bahnspuren, die schweren Teilchen aus Höhenstrahlungsprozessen zugeschrieben werden.



Die Zahl der Höhenstrahlbahnsuren in den Platten der Phosphoruntersuchung betrug 72 auf 16 cm<sup>2</sup> Emulsionsfläche, also etwa eine Zehnerpotenz weniger als in den auf dem Hafelekar exponierten Platten. *Schopper.*

**Ernst Lenz.** Richtungsmessungen von Ultrastrahlungsteilchen auf dem Jungfraujoeh. Ann. d. Phys. (5) 29, 741—757, 1937, Nr. 8. (Phys. Inst. T. H. Stuttgart.) Auf der Forschungsstation Jungfraujoeh (3450 m) wurde das Verhältnis der harten positiven und negativen Teilchen in der Ultrastrahlung, welche 8 cm Eisen durchsetzen können, mit Hilfe der elektrischen Ablenkung bei einem sehr kleinen Öffnungswinkel und einem Neigungswinkel von 33,5° gegen die Waagerechte nach Westen gemessen. Bei der erreichten Zählgenauigkeit von etwa 6% ergab sich kein Unterschied in der Zahl der positiven und negativen Teilchen. Messungen des Energieverlustes der Teilchen bei 2,0 cm Eisen gaben einen unteren Grenzwert für den spezifischen Energieverlust von 27 Millionen e-V je Zentimeter Eisen. Messungen der Neigungsabhängigkeit von Ultrastrahlungsschauern und einfachen Teilchen in der senkrechten Ost-West-Ebene ergaben, daß die Zahl der Schauer mit wachsendem Zenitwinkel wesentlich stärker abnimmt als die Zahl der einfachen Teilchen. *Lenz.*

**Pierre Auger, Paul Ehrenfest, Jr., André Freon et André Fournier.** Sur la distribution angulaire des rayons corpusculaires durs. C.R. 204, 257—259, 1937, Nr. 4. In verschiedenen Höhen und unter der Erdoberfläche wurden mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur Richtungsverteilungsmessungen der Höhenstrahlung ausgeführt. Die Vertikalintensität zeigt in Abhängigkeit von der durchsetzten Schichtdicke (in m H<sub>2</sub>O) einen wesentlich schwächeren Abfall mit wachsender Absorberdicke als die unter dem Winkel  $\theta$  gegen die Vertikale einfallenden Strahlen, wenn für diese die durchsetzte Schichtdicke =  $h/\cos\theta$  gesetzt wird. *Juifls.*

**Pierre Auger, Paul Ehrenfest et André Freon.** Etudes sur les gerbes cosmiques en haute altitude. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 143 S —144 S, 1936, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 394.] In 3500 m ü. N.N. wird die Schauerbildung in Abhängigkeit von dem von den Primären (weiche Komponente) durchsetzten Material (Blei) mit einer Vierfachkoinzidenzanordnung untersucht. *Juifls.*

**C. G. Montgomery und D. D. Montgomery.** Über Koinzidenzen von Ultrastrahlungsstößen. ZS. f. Phys. 102, 534—536, 1936, Nr. 7/8. *E. Plötze.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** The Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization from Various Materials. Phys. Rev. (2) 50, 395, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit drei im Dreieck angeordneten Ionisationskammern, die alle zusammen an das Gitter eines Röhrenvoltmeters geschaltet waren, wurde die Bildung von Hoffmannschen Stößen untersucht. Die Anzahl wird proportional dem Quadrat der Atomnummer des stoßauslösenden Materials gefunden. *Juifls.*

**Heinz Nie.** Über Koinzidenzen von Ultrastrahlungsstößen. Ebenda S. 537—538. Die Verff. diskutieren in beiden Veröffentlichungen eigene Untersuchungen über Koinzidenzmessungen an Ultrastrahlungsstößen. Die Gebrüder Montgomery weisen darauf hin, daß die Stoßgrößenverteilungskurve sich besser durch ein  $x^{-3}$ -Gesetz als durch ein  $x^{-2}$ -Gesetz darstellen läßt. Unter dieser Annahme sind nicht die gemessenen Koinzidenzzahlen selbst, sondern die Quadratwurzeln daraus ein Maß für die wirkliche durchschnittliche Ionisation der Stoßkorpuskeln nach Durchsetzen einer Absorberschicht. Nach den Messungen würden sich die mittleren Reichweiten der Stoßkorpuskeln nicht mehr zu 5 cm Pb,

sondern größer zu etwa 8 bis 9 cm Pb ergeben. H. Nie weist jedoch darauf hin, daß der Verlauf der Verteilungskurven allgemein von den Apparaturbedingungen abhängt und sich in den meisten Fällen eine exakte Festlegung derselben schon durch die unzureichende Genauigkeit verbietet. *E. Plötze.*

**L. Landau and G. Rumer.** Production of Showers by Heavy Particles. *Nature* 140, 682, 1937, Nr. 3546. (Phys. Inst. Acad. Sc. USSR. Moscow.) Die Theorie der Schauer nach Carlson und Oppenheimer und nach Bhabha und Heitler fordert ein Maximum der Schauerzahl bei einer gewissen Bleischicht. In größeren Tiefen unter Meereshöhe wurde jedoch mit zunehmender Bleischicht ein monotonen Anwachsen der Schauerzahl bis zu einem Grenzwert beobachtet. Verff. können diesen Befund erklären, indem sie in der genannten Theorie die auslösenden Elektronen durch „schwere Elektronen“ ersetzen, wie sie Anderson und Neddermeyer annehmen. Eine Formel für die Wahrscheinlichkeit solcher Schauer wird angegeben und die Veröffentlichung der Ableitung dieser Formel angekündigt. *A. Ehmert.*

**Y. Nishina and C. Ishii.** A Cosmic Ray Burst at a Depth equivalent to 800 m. of Water. *Nature* 140, 774, 1937, Nr. 3548. (Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo.) Verff. haben in ihrer Notiz mit gleichem Titel (vgl. Phys. Ber. 18, 1907, 1937) irtümlich angenommen, daß die von Kolhörster (Phys. Ber. 15, 81, 1354, 1934) unter etwa 800 m Wasseräquivalent gemessene Intensität von Kolhörster als Resteffekt der Apparate und nicht als Intensität der kosmischen Ultrastrahlung gedeutet wurde. Dies trifft nicht zu und wird hier zurückgenommen. *A. Ehmert.*

**Karl Z. Morgan and W. M. Nielsen.** Shower Production Under Thick Layers of Various Materials. *Phys. Rev. (2)* 52, 564—567, 1937, Nr. 6. (Lenoir-Rhyne Coll.; Duke Univ.) Die Verff. bestimmen mit einer Vierfachkoinzidenzanordnung die Schauerauslösekurven für Blei und Eisen für Schichten bis zu 600 g/cm<sup>2</sup> und finden für Blei nur ein Maximum bei 20 g/cm<sup>2</sup>, für Eisen bei 47 g/cm<sup>2</sup>, bei großen Schichtdicken ergibt sich innerhalb der Meßfehler derselbe Verlauf der Auslösekurven wie bei der Absorptionskurve der primären Ultrastrahlung, gemessen mit Zählrohrkoinzidenzen. Außerdem nehmen sie, beginnend bei 275 g/cm<sup>2</sup>, die Übergangskurven Eisen—Blei und Blei—Eisen auf, indem sie unter 275 g/cm<sup>2</sup> Eisen bzw. Blei weitere Blei- bzw. Eisenschichten packen. Für die erste Kurve ergibt sich zunächst ein steiler Anstieg bis zu 1 cm Blei, darauf ein langsamer Abfall auf die unter der Eisenkurve liegende Bleikurve. Im zweiten Fall ergibt sich nach einem Abfall in den ersten Zentimetern Eisen ein langsamer Anstieg auf die Eisenkurve. Die Ergebnisse lassen sich qualitativ deuten, wenn man annimmt, daß die durchdringende Ultrastrahlung Teilchen erzeugt, die durch Strahlenmultiplikation Schauer geben. *A. Sittkus.*

**W. M. Nielsen and J. E. Morgan.** Note on the Production of Showers in Various Materials. *Phys. Rev. (2)* 52, 568—569, 1937, Nr. 6. (Duke Univ. Durham, North Carol.) Mit einer schon früher beschriebenen Dreifachkoinzidenzanordnung für Ultrastrahlungsschauer wird die Schauerintensität für gleiche Massen von Kupfer, Zinn und Blei bestimmt. Die Auslöseschichten sind 0,6 cm Blei äquivalent. Die beobachteten Intensitäten variieren wie eine Potenzfunktion der Ordnungszahlen der verwendeten Elemente; der Exponent ist deutlich etwas größer als 2. *A. Sittkus.*

**Gordon L. Locher.** Cosmic-Ray Disintegrations in Light Elements. *Phys. Rev. (2)* 50, 394—395, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer wird die Sekundärbildung (vornehmlich Stöße)

in leichteren Elementen untersucht. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß die beobachteten Sekundären aus den von den Primären getroffenen Kernen stammen. *Juifls.*

**D. Heyworth and Ralph D. Bennett.** Measurements of the Effect of Paraffin and Lead on the Rate of Production of Very Large Cosmic-Ray Bursts. *Phys. Rev.* (2) 50, 589—593, 1936, Nr. 7. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 400, 1936, Nr. 4. Die Untersuchungen an Hoffmannschen Stößen ( $> 15 \cdot 10^6$  Ionenpaare) ergaben: 1. Die Anzahl der Stöße ist größer, wenn die Ionisationskammer nur teilweise abgeschirmt ist statt ganz oder gar nicht. 2. Gebäudeteile über der Kammer bewirken ein Häufigerwerden der kleineren Stöße. 3. Blei direkt über der Kammer bewirkt ein Häufigerwerden aller Stöße. 4. Paraffin über der Kammer läßt die kleineren Stöße mehr zunehmen als die größeren. *Juifls.*

**Lothar Nordheim.** Théorie des chocs et du rayonnement pour les énergies élevées. (Freinage et rayonnement des particules constituant les rayons cosmiques; création et destruction des la matière.) *Ann. Inst. Henri Poincaré* 6, 1—106, 1936, Nr. 1. Mit Hilfe der gewöhnlichen Quantenmechanik wird unter vereinfachenden Voraussetzungen für energiereiche Korpuskeln (Höhenstrahlen) eine Theorie der Sekundärbildung entwickelt. Die Darstellung zeigt den Stand der Entwicklung bis Ende 1935. *Juifls.*

**Alexandre Dauvillier et Anatole Rogozinski.** Sur la réalité des chocs d'Hoffmann. *C. R.* 204, 143—145, 1937, Nr. 2. Vergleichsversuche mit Röntgenstrahlen in einer Hochdruckionisationskammer und einem Strahlungsapparat (760 mm Hg Fülldruck) zeigen, daß die Hoffmannschen Stöße nur auf die Höhenstrahlen zurückzuführen sind, auf keinen Fall aber als zufällige Entladungen im Gas der Kammer angesehen werden dürfen. *Juifls.*

**W. H. Furry.** On Fluctuation Phenomena in the Passage of High Energy Electrons through Lead. *Phys. Rev.* (2) 52, 569—581, 1937, Nr. 6. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Elektronen hoher Energie verlieren beim Durchgang durch Materie rasch ihre Energie durch die Erzeugung einer Bremsstrahlung, die jedoch wieder neue Elektronenpaare erzeugt. Carlson und Oppenheimer und Bhabha und Heitler haben die mittlere Wahrscheinlichkeit  $W(n, E, E_0, t)$  abgeschätzt, daß man nach einer Absorberschicht  $t$   $n$  Elektronen mit einer Energie  $\geq E$  findet, wenn ein Elektron der Energie  $E_0$  eintritt. Verf. stellt nun die Verteilungsfunktionen für die Teilchenzahl  $n$  und die Energieverteilung auf und untersucht, wie weit in einzelnen Fällen Abweichungen von den Mittelwerten zu erwarten sind. Es zeigt sich, daß die beobachteten aus einer 1 cm starken Bleischicht austretenden Schauer mit 20 bis 30 Teilchen, wie auch die gelegentlichen großen Schauer mit einem offensichtlichen Entstehungszentrum am unteren Rand der Bleischicht nicht im Widerspruch zu der angeführten Theorie stehen, sondern noch als statistische Streuung verstanden werden können. Schließlich wird ein mathematisches Verfahren angegeben, mit dem auf der Basis dieser Theorie aus Energieverlustmessungen auf das Bremsstrahlungsspektrum und seine Abhängigkeit von der Elektronenenergie geschlossen werden kann. *A. Ehmert.*

**W. Heisenberg.** Theoretische Untersuchungen zur Ultrastrahlung. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) 18, 50, 1937, Nr. 2. (Leipzig.) Kurze Inhaltsangabe eines Vortrages, in welchem das Verhalten energiereicher Elektronen, Positronen, Lichtquanten, schwerer Teilchen und Neutrinos nach Theorie und Experiment besprochen wurde. *A. Ehmert.*

**Joh. Zirkler.** Ultrastrahlung und aktive Sonnenvorgänge. *Naturwissensch.* 25, 715, 1937, Nr. 44. (Biolog. Station Lunz a. See.) Beobachtungen der Ultrastrahlung mit einer vollständig ungepanzerten Ionisationskammer in der Lunzer



Umgebung in 1430 m Höhe zeigen vom 9. bis 13. September ausbruchartige Erhöhungen der Ionisation, wobei die Stundenwerte bis zu 65 % über dem normalen Tagesmittel liegen. Nach 26 Tagen, dem Zeitintervall der Sonnenrotation, wurden in 600 m Höhe ebenfalls Intensitätserhöhungen festgestellt. Die Intensitätsschwankungen gehen mit aktiven Sonnenvorgängen konform. Da die Beobachtungstage mit Witterungsumschlägen verknüpft waren, die starke Änderungen der radioaktiven Umgebungsstrahlung zur Folge haben können, muß eine Bestätigung des direkten Einflusses von Sonnenvorgängen auf die Ultrastrahlungsintensität abgewartet werden.

*A. Sittkus.*

**S. Chapman.** Cosmic Rays and Magnetic Storms. *Nature* 140, 423—424, 1937, Nr. 3540. (Coll. Sc. London.) Verf. erklärt auf Grund des Beobachtungsmaterials den Zusammenhang der Änderung der Horizontalkomponente des Erdfeldes und der Intensität der Höhenstrahlung während der magnetischen Störungen des Erdfeldes.

*Heidenreich.*

**Sotohiko Nishida.** Disintegration of Nucleus by Cosmic Radiation. *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* (3) 19, 818—820, 1937, Nr. 9. (Phys. Lab. Konan High School.) Verf. beobachtete in einer Wilson-Kammer, die mit Luft von 1 Atm. Druck gefüllt war, im Lauf von sechs Monaten acht Bahnspuren in der Mitte der Kammer, vom Aussehen der Spuren schwerer Teilchen. Zwei verzweigte Spuren wurden reproduziert; bei der einen handelt es sich um zwei Bahnen, die einen Winkel von nahezu 180° miteinander bilden, bei der anderen handelt es sich um drei von einem Punkt ausgehende Bahnen. Radioaktive Verseuchung kommt für verzweigte Bahnen als Ursache nicht in Betracht; Neutronenexperimente sind im Laboratorium des Verf. noch nie ausgeführt worden. Deshalb schließt der Verf., daß die Prozesse von sehr harten Quanten aus der Höhenstrahlung ausgelöst worden sind. Aus den Erhaltungssätzen und den Winkeln würde übrigens folgen, daß bei der erstgenannten Verzweigung ein Neutron emittiert wird. Für diesen Prozeß wird hypothetisch als Reaktionsverlauf  ${}^6\text{C}^{12} \rightarrow {}^3\text{Li}^5 + {}^3\text{Li}^9 + {}^0n^1$  angesetzt, woraus für das Photon eine Energie von etwa  $10^6$  e-V folgen würde.

*Weiss.*

**M. Blau and H. Wambacher.** Disintegration Processes by Cosmic Rays with the Simultaneous Emission of Severely Heavy Particles. *Nature* 140, 585, 1937, Nr. 3544. (Radium Inst. u. 2. Phys. Inst. Wien.) Auf photographischen Platten, die sich fünf Monate lang 2300 m über dem Meer befunden hatten, wurden mehrmals einige (bis zu neun) von einem Punkt ausgehende Teilchenspuren gefunden. Die Korndichte der Bahnen ist geringer als bei Spuren von  $\alpha$ -Teilchen und langsamen Neutronen und ist bei den einzelnen Bahnen verschieden. Die längste beobachtete Bahn entspricht einer Reichweite von 176 cm Normalluft. Es wird vermutet, daß die Zertrümmerung von Silber- oder Bromatomen durch die kosmische Ultrastrahlung vorliegt.

*A. Ehmert.*

**Carl Störmer.** Variations of Cosmic Ray Intensity during Magnetic Storms. *Nature* 140, 549—550, 1937, Nr. 3543. (Univ. Blindern, Norway.) Sowohl Forbush als auch Hess und Demmelmair beobachteten während eines magnetischen Sturmes eine auffallende Abnahme der Intensität der Ultrastrahlung. Verf. macht darauf aufmerksam, daß er aus theoretischen Gesichtspunkten heraus schon vor dieser Beobachtung auf den Effekt hingewiesen hat und daß die mathematische Theorie der Bewegung elektrischer Teilchen im magnetischen Erdfeld, an welcher Verf. seit 1904 arbeitet (Forbush zitiert lediglich Lemaître und Vallarta), durch dieses Ereignis neue Bedeutung findet.

*A. Ehmert.*

Bericht über die erste Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition des Forschungs- und Vermessungs-



schiffes „Meteor“, Februar bis Mai 1937. Beiheft Ann. d. Hydrogr. 1937, 29 S., Sept. Enthält die Arbeiten: I. Kap. Eyssen. Allgemeiner Reisebericht. S. 3—6. — II. A. Defant. Die ozeanographischen Arbeiten auf der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition des „Meteor“, Februar bis Mai 1937, S. 6—14; (auch Sitzungsber. Preuß. Acad. [Phys.-Math. Kl.] 1937, S. 246—261, Nr. 18/19). — III. G. Böhnecke. Bericht über die Strommessungen auf der Ankerstation 369. S. 14—16. — IV. H. Wattenberg. Die chemischen Arbeiten auf der „Meteor“-Fahrt, Februar bis Mai 1937. Mit Bemerkungen zur Verteilung und Regeneration der Minimumstoffe. S. 17—22. — V. G. Böhnecke und B. Schröder. Bericht über die meteorologischen Arbeiten auf der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition. S. 22—26. (Nachstehend referiert.) — VI. Wolf Neuendorff. Nautischer Beitrag. S. 26—28. — VII. F. Errulat. Bericht über die erdmagnetischen Beobachtungen während der ersten Teilfahrt der Nordatlantischen Expedition 1937. S. 29. (Nachstehend referiert.)

*Dede.*

**G. Böhnecke und B. Schröder.** Bericht über die meteorologischen Arbeiten auf der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition. Beih. Ann. d. Hydrogr. 1937, S. 22—26, Sept. (Marineobs. Wilhelmshaven.) Der Meteorologie fielen bei der Deutschen Nordatlantischen Expedition zwei Aufgaben zu: 1. Terminbeobachtungen und Registrierungen der meteorologischen Elemente auf dem Schiff, verbunden mit einem Schiffswetterdienst, und 2. Aerologische Aufstiege mittels Radiosonden. Aufbau der meteorologischen Beobachtungsstation sowie die benutzten drei Radiosondentypen und die Aufstiegstechnik vom Schiff aus werden kurz beschrieben. Eine Karte gibt die Lage der bisher auf der Expedition durchgeführten 130 Radiosondierungen in der Nähe der westafrikanischen Küste an. Ergebnisse werden noch nicht mitgeteilt.

*H. Israel-Köhler.*

**F. Errulat.** Bericht über die erdmagnetischen Beobachtungen während der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition 1937. Beih. Ann. d. Hydrogr. 1937, S. 29, Sept. (Dt. Seewarte Hamburg.) Zur Klärung der Ursache der starken jährlichen Änderung der magnetischen Elemente im Gebiet des Atlantischen Ozeans wurden auf einigen Inseln gelegentlich der ersten Deutschen Nordatlantischen Expedition von 1937 Vermessungen ausgeführt. In einer kleinen Tabelle findet man die Horizontalintensität und Inklination für Ponta de Praia und für Melanara außerdem noch die Deklination für August 1937.

*Schmerwitz.*

**Johannes Herzog.** Thermische Untersuchungen in Waldteichen. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) 8, 77—132, 1936, Nr. 2; auch Diss. Es ist die tägliche und jahreszeitliche Wärmebewegung in Teichen untersucht worden. Als Versuchsort wurde der Kirchenteich, der in der Nähe des Geophysikalischen Observatoriums am Collenberg bei Oschatz gelegen ist, gewählt. Die Meßanlage hatte sieben Widerstandsthermometer aus Nickeldraht in Brückenschaltung. Später wurden auch noch Messungen am Horstsee durchgeführt. Während die horizontale Temperaturverteilung infolge der vorhandenen Wasserpflanzen recht mannigfaltig ist, sind die vertikalen Temperaturverteilungen durch Einstrahlung beeinflusst. Ein jahreszeitlicher Unterschied der Schichtungen ist eine Folge des Planktongehaltes im Wasser. Die Ergebnisse dienen zur Deutung des Wärmeaustausches im Wasser. Der Tagesgang des Wärmeinhaltes für zwei Tage mit verschiedenem thermischen Aufbau wird besprochen.

*H. Ebert.*

**Takaharu Nomitsu, Katakusu Habu and Mitsutoshi Nakamiya.** Proper Oscillations of Lake-shelves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 6—8, 1937, Nr. 1. Entsprechend zu den bekannten Eigenschwingungen ozeanischer Flachseen (Schelfe), die Perioden von ein bis zwei Stunden aufweisen, zeigten sich auch an dem Biwa-See in Japan bei einem Wirbelsturm an dem Registrierpegel Eigenschwingungen von einer etwa fünf Minuten dauernden Periode. Nach Aufstellung von drei sehr empfindlichen Pegeln und Vermessung des Tiefenprofils der Küste konnten die Ergebnisse der Registrierung und der Berechnung verglichen werden. Die übereinstimmenden registrierten Perioden und die aus den Abmessungen berechneten Eigenschwingungen des Uferschelfs ergaben eine Bestätigung der Vermutung, die schon vorher ausgesprochen wurde. Die Seiches dieses Sees haben nach besonders angestellten Rechnungen und Messungen erheblich längere Perioden. *Schmerwitz.*

**Günter Dietrich.** „Die dynamische Bezugsfläche“, ein Gegenwartsproblem der dynamischen Ozeanographie. Ann. d. Hydrogr. 65, 506—519, 1937, Nr. 11. (Inst. f. Meereskde. Berlin.) Die Berechnung der dynamischen Topographien der isobaren Flächen im Ozean setzt die Festlegung einer Bezugsfläche voraus. Die übliche „absolute“ Auffassung sieht in der „dynamischen Bezugsfläche“ eine „Nullfläche“; dagegen versteht die den Möglichkeiten der angewandten Ozeanographie besser angepaßte „relative“ Auffassung darunter eine „Grenzfläche“. Unabhängig von den Auffassungen der dynamischen Bezugsfläche wird die Forderung vertreten, daß nicht eine beliebige horizontale Fläche als Bezugsfläche zu wählen ist, sondern eine, die aus dem hydrographischen Aufbau begründet wird, sich ihm einfügen muß, demnach auch Tiefenänderungen unterliegen kann. — Am Beispiel eines Golfstrom-Schnittes wird die entscheidende Bedeutung der Festlegung der dynamischen Bezugsfläche für quantitative Untersuchungen, wie Geschwindigkeits- und Strommengeberechnungen, nachgewiesen. Einschränkungen weitgehender zahlenmäßiger Folgerungen scheinen danach notwendig. Einwendungen gegen die Auffassung, Kerne der O<sub>2</sub>-Minima als dynamische Bezugsfläche zugrunde zu legen, werden dargelegt. Der dynamischen Erklärung der O<sub>2</sub>-Minima werden zwei neue chemisch-biologische Erklärungen gegenübergestellt, die einer kritischen Betrachtung unterzogen werden. Am Beispiel der Dauerstation „Meteor“ 197 werden die Ausmaße der Wirkung der inneren Wellen auf das ozeanische Druckfeld berechnet, und es wird auf die Probleme hingewiesen, die sich daraus allgemein für die bisherige Form der dynamischen Methode der Ozeanographie ergeben. (Übersicht d. Verf.) *H. Ebert.*

**Paul Petry.** Sur la détermination des pressions et vitesses dans les lames déferlantes. C. R. 205, 437—439, 1937, Nr. 9. Die Bedingungen der Meeresbrandung sind nur erst sehr schlecht bekannt und ebenso schwer zu erfassen. Daher sind zunächst ihre Auswirkungen untersucht worden. Die Versuche über Wellenlänge, Wellengeschwindigkeit und die auftretenden Drucke erstrecken sich von 1933 bis jetzt und wurden ausgeführt an den Hafenanlagen von Dieppe, wo die Brandung über einen abfallenden Kiesgrund gegen die Brandungsmauer anrollt. Mit Hilfe zweier in bestimmtem Abstand vor der Mauer liegenden Bojen wurden Länge und Geschwindigkeit der ankommenden Wellen gemessen, während der entsprechende Druck an der Vorderfront der Mauer gemessen wurde. Aus der beigefügten Tabelle der Meßergebnisse ergibt sich, welch starker Beanspruchung die maritimen Bauwerke ausgesetzt sind. *Homann.*

**Maurice D'Ocagne.** Observation: „Sur la détermination des pressions et vitesses dans les lames déferlantes.“ C. R. 205, 439—440, 1937, Nr. 9. Die Arbeit stellt einen Kommentar zu der Veröffentlichung von P. Petry: „Über die Bestimmung von Druck und Geschwindigkeit in

Brandungswellen“ dar und gibt eine Übersicht über die bisher erschienenen Arbeiten, die sich mit den entsprechenden Erscheinungen beschäftigen. *Homann.*

**H. Arakawa.** Die Mechanik der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 54, 344—348, 1937, Nr. 9. (Tokio.) Aus den Bewegungsgleichungen werden die Stromkomponenten berechnet, die nur von den Druckunterschieden herrühren und dann auch die, die nur von Temperaturdifferenzen verursacht werden. An einem numerischen Beispiel wird gezeigt, daß die von den Luftdruckdifferenzen am Boden abhängende Bewegung am Äquator gegen Westen gerichtet ist und in 30° Breite ihre Richtung wechselt. Die von den Temperaturdifferenzen abhängende Strömung tritt nur in den höheren Schichten der Atmosphäre auf und ist dort durchwegs nach Osten gerichtet. Die aus beiden Strömungen resultierende Bewegung ist am Boden am Äquator nach Westen gerichtet und wechselt in 30° ihre Richtung. Die Trennungslinie zwischen östlicher und westlicher Luftbewegung tritt in Abhängigkeit von der geographischen Breite in verschiedenen Höhen auf. *F. Steinhäuser.*

**Hans Sturm.** Kaltluftzirkulation auf der Rückseite einer Zyklone. Ann. d. Hydrogr. 65, 354—367, 1937, Nr. 8. (Nürnberg.) An Hand des vorhandenen und aerologischen Materials einer Zyklone, welche sich in einer südwestlich-nordostwärts von Spanien nach Finnland verlaufenden Tiefdruckrinne über der Danziger Bucht in der Nacht vom 11. zum 12. März 1936 entwickelte und dort ortsfest wurde, ist die Zirkulationsänderung innerhalb der Rückseitenkaltluft der Zyklone eingehend untersucht worden. Dabei wird gezeigt, daß die Rückseitenkaltluft der untersuchten Zyklone — entgegen den Folgerungen der Norwegischen Schule — in Kernnähe aufsteigend, im Zwischenhoch absinkend ist. Es werden außerdem eine „aktive“ Strömung der Kaltluft (Vorausseilen in der Höhe) und eine Labilisierung noch während der Vertiefung der Zyklone festgestellt. *H. Ebert.*

**H. Regula.** Über die Schwankungen der Passatgrenzen. Ann. d. Hydrogr. 65, 458—460, 1937, Nr. 10. (Dt. Seewarte Hamburg.) Die vielfach geäußerte Vorstellung, daß in der Tropenzone des Atlantischen Ozeans die Passat- bzw. Monsungrenzen im jahreszeitlichen Rhythmus wandern und damit die Luftkörper wechseln, wird durch Beobachtungen der Luftschiffe und der Lufthansaflugboote sowie der Schiffe nicht gestützt. Es zeigt sich vielmehr, daß auch in den tropischen Teilen des Atlantiks ein kurzfristiges unperiodisches Wettergeschehen herrscht. Verf. meint, daß die aus Beobachtungen in den Jahren 1935 und 1936 erkennbaren unperiodischen Verlagerungen der Passatgrenzen auf Druckwellen zurückgehen, die aus den Suptropen stammen. *H. Ebert.*

**Maria Lombardini.** Sul vento di gradiente. Lincei Rend. (7) 25, 451—455, 1937, Nr. 9/10. Die Gleichungen für die Geschwindigkeit des Windes längs der Isobaren, in die die geographische Breite, die Erdrotation, der Gradient und die Krümmung der Isobaren eingehen, sind unter der Bedingung abgeleitet, daß die Bewegung längs der Isobaren stationär, horizontal und reibungsfrei ist, und daß das gesamte System mit einer Geschwindigkeit rotiert, die gleich der Projektion der Erdrotation auf die Vertikale des Ortes ist. Aber auch in größeren Höhen, in denen die Reibung wirklich zu vernachlässigen ist, stimmen die beobachteten Winde mit den berechneten im allgemeinen nicht überein. Es werden nun neue Formeln abgeleitet, bei der auch die nicht stationären Strömungen berücksichtigt werden. Die Ausdrücke für die Geschwindigkeit sind dann die gleichen mit dem Unterschied, daß statt der Krümmung der Isobaren die Krümmung der Bahnkurve eingesetzt werden muß, die u. U. sehr verschieden sein können. Die beiden Voraussetzungen der ursprünglichen Gleichung, daß die Massen ihre kinetische Energie beibehalten und die Bewegung gleichzeitig stationär ist, d. h. daß die



Bewegung stationär ist und parallel zu den Isobaren erfolgt, widersprechen sich im allgemeinen und sind in wenig ausgedehnten Bereichen mit praktisch konstanter Breite nur dann gleichzeitig zu erfüllen, wenn die Isobaren parallele Geraden oder konzentrische Kreise sind. Bei Betrachtung größerer Gebiete mit großen Breitenänderungen darf die Rotation nicht mehr konstant angenommen werden. Dieser Fall soll in einer folgenden Untersuchung behandelt werden. *Schön.*

**Heinz Troeger.** Die äquatoriale Luftmasse. Ann. d. Hydrogr. 65, 525—526, 1937, Nr. 11. *Dede.*

**A. Schmauß.** Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur auf der Zugspitze. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 1, 26 S., 1936. *Dede.*

**A. Wagner.** Die allgemeine Zirkulation im strengen Winter 1928/29. Ann. d. Hydrogr. 65, 449—457, 1937, Nr. 10. (Innsbruck.) Die fünf Monate November bis März des strengen Winters 1928/29 werden auf Grund der Verteilung von Druck- und Temperatur-Anomalien auf der ganzen Erde besprochen. Es handelt sich vermutlich um ein Hin- und Herpendeln der Intensität der allgemeinen Zirkulation um ihre Gleichgewichtslage im Sinne A. Defants: November übernormale Zirkulation, Dezember Übergang, Januar und Februar stark unternormale Zirkulation, März wieder Übergang in verstärkte Zirkulation. — Für den Nordatlantischen Ozean ergibt sich aus den Zahlenwerten von A. Defant und A. Peppler für die Wintermonate eine erhebliche Erhaltungstendenz der Anomalie der allgemeinen Zirkulation von Monat zu Monat (74 % Zeichenfolgen), im Sommer und Herbst dagegen wird diese Erhaltungstendenz unmerklich. (Zusammenfassung d. Ver.) *H. Ebert.*

**H. Externbrink.** Ein Beitrag zum Wettergeschehen im Golf von Mexiko, im Karibischen Meer und auf den Westindischen Inseln. Meteorol. ZS. 54, 413—417, 1937, Nr. 11. (Darmstadt.) *Dede.*

**F. Steinhäuser und G. Perl.** Der Jahresgang der Bereitschaft zu heiterem, wolkeigem oder trübem Wetter in den Ostalpen. Meteorol. ZS. 54, 321—328, 1937, Nr. 9. (Wien.) Für die fünf Stationen in typischen Lagen: Wien, 202 m, im Alpenvorland Zell a. See, 762 m, in einem inneren Tal der Nordalpen Sonnblick, 3106 m, als Gipfel der Zentralalpen Klagenfurt, 446 m, in einem Becken der Südalpen und Obir, 2140 m, als Gipfel der Südalpen wurde aus der 50jährigen Beobachtungsperiode 1887 bis 1936 für jeden Tag ausgezählt, wie oft heiteres, wolkeiges oder trübes Wetter herrschte. Die Kurvendarstellungen geben nicht nur einen guten Einblick in den genauen Verlauf des Wettergeschehens in den verschiedenen Gebieten, sondern, besonders durch den Vergleich verschiedener Stationen, auch Anhaltspunkte zur Verfolgung der Genetik des Witterungsverlaufes. Trotz der vor allem durch die orographischen Verhältnisse, die die Bedingungen zu Nebel- und Wolkenbildung entscheidend beeinflussen, gegebenen außerordentlich großen Unterschiede in den Jahresgängen finden sich doch markante Punkte der Kurven, die als Singularitäten auffallen und den Einfluß großräumiger und mit gewisser Präzision einsetzender Wettervorgänge über lokale Faktoren hinaus zum Ausdruck bringen, mehr oder minder deutlich bei allen Stationen zur selben Zeit wieder. *F. Steinhäuser.*

**H. Philipps.** Die Störungen des zonalen atmosphärischen Grundzustandes durch stratosphärische Druckwellen. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 3, 52 S., 1936. Vgl. Phys. Ber. 18, 1919, 1937.

**H. Grebe.** Die Temperaturverhältnisse in Jena von 1770 bis 1935, ein Beitrag zur Witterungsgeschichte von Mitteldeutschland. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1, Nr. 7, 71 S., 1936. *Dede.*



Vom „Grünen Strahl“. Vier Beiträge von G. Schröder, W. Hartmann und O. Klæhn. Ann. d. Hydrogr. 65, 489—496, 1937, Nr. 11. Dede.

**D. Ashbel.** The intensity of the ultraviolet rays in Palestine. S.-A. Folia ophtalmol. orient. 2, Heft 4, S. 296—312, 1936, Nr. 26. (Jerusalem.) Zusammenfassender Bericht über UV-Messungen mit dem UV-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie an fünf Meßorten in Palästina: Gebirge (Jerusalem), Küste (Tel Aviv), Jordansenke (Tiberias-Dagania), Totes Meer und (Juli 1934) Libanon. Die UV-Intensität ist erwartungsgemäß am höchsten im Gebirge (im Libanon in 2600 m Meereshöhe bis zu 58 Dosimetereinheiten). In der Nähe des Meeres und der Binnengewässer wird größere Intensität gemessen als in Orten gleicher Höhenlage im Binnenland. — Aus der Asymmetrie der mitgeteilten Tagesgänge ist mit Wahrscheinlichkeit zu entnehmen, daß die vom Verf. benutzten Dosimeter noch mit einem zusätzlichen Temperaturkoeffizienten behaftet sind. (Ann. d. Ref.: vgl. Phys. Ber. 18, 1890, 1937.) *H. Israel-Köhler.*

**Fritz Händel.** Strahlungsmessungen mit der Kalium-Zelle in Hoch-Serfaus in Tirol (1800 m). Meteorol. ZS. 54, 317—321, 1937, Nr. 9. Die Messungen wurden mit einem photoelektrischen Universalphotometer nach Dorno und Linke ohne Filter und mit Unterteilung in sieben Spektralbereiche durchgeführt. Im fünfjährigen Mittel sind die Verhältnisse der mittägigen Intensitäten der Zeit des Wintersolstitiums zu denen im Juni und Juli im kurzwelligen UV 1:3,8, im langwelligen UV 1:2,2, im Violett 1:1,7, im Blau 1:1,4, im Grün 1:1,5, im Gelb 1:1,8 und im ganzen Spektralbereich der Zellenempfindlichkeit 1:1,6. Im Jahresgang der Strahlungsintensität bei 20° Sonnenhöhe zeigt sich eine starke Depression im April und Mai. Für Mai, Juli und Dezember werden mittlere Tagesgänge für vier Spektralbereiche wiedergegeben. Die Kurven gehen bei niedrigen Sonnenständen stark auseinander; das heißt, je kurzwelliger die Strahlung ist, um so größere Beträge gehen bei schrägem Durchgang durch die Atmosphäre verloren. Bei Luftmassen 3 und 2 wurden folgende Mittelwerte der Transmissionskoeffizienten berechnet: für Gelb 0,789, für Grün 0,797, für Blau 0,760, für Violett 0,667, für langwelliges UV 0,578 und für kurzwelliges UV 0,406. Es wird auf Zusammenhänge zwischen Strahlungsintensität und Wetterlagen hingewiesen. *F. Steinhauser.*

**R. Penndorf.** Die Albedo der Erde. Meteorol. ZS. 54, 348—349, 1937, Nr. 9. (Leipzig.) Aus in Frankreich ausgeführten Messungen des aschgrauen Mondlichtes wurde von Danjon ein Mittelwert der visuellen Albedo von 0,39 gefunden. In der neunjährigen Beobachtungsreihe wurde 1927 ein Maximum (0,43) und 1933 ein Minimum (0,37) festgestellt. Im Jahresgang schwankte die Albedo zwischen 0,3 und 0,5, wobei das Minimum im Sommer und das Maximum im Oktober eintrat. Die Albedo nimmt bei jedem Wellenlängenbereich einen anderen Wert an; sie beträgt für 4350 Å 0,59, für 4670 Å 0,49, für 5450 Å 0,39 und für 6060 Å 0,29. Eindeutige Zusammenhänge der Schwankungen der Albedowerte mit meteorologischen Elementen lassen sich aus Mangel an entsprechendem Beobachtungsmaterial noch nicht feststellen. *F. Steinhauser.*

**Adolf Schneider.** Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. Gerlands Beitr. 51, 69—99, 1937, Nr. 1. (Frankfurt a. M.) Auf doppelt logarithmischem Papier mit Luftmassen als Abszissen und Intensitäten als Ordinaten werden Trübungsdiagramme für Gesamt-, Rot- und Kurzstrahlung entworfen, in denen durch von einem Punkt ausgehende Geradenbüscheln für verschiedene Trübungsfaktoren die Beziehung zwischen Intensität und Luftmassen (Sonnenhöhen) gegeben wird. Bei Bestimmung der Trübungsfaktoren aus den Trübungsdiagrammen sind die gemessenen Intensitäten auf mittlere Sonnenentfernung und die Luft-

massen auf Normaldruck zu reduzieren. Während der Trübungsfaktor für Kurzstrahlung von einem virtuellen Tagesgang frei ist und daher als bestes Maß für wirkliche Trübungsänderungen angesehen wurde, hat der Trübungsfaktor für Gesamtstrahlung einen geringen und der für Rotstrahlung einen sehr beträchtlichen virtuellen Tagesgang, der seine Ursache in der im Rot viel schwächeren Molekülzerstreuung und in der Bandenabsorption des Wasserdampfes hat, wobei einer linearen Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes keine gleichmäßige Zunahme der Strahlungsschwächung durch Absorption entspricht. Der virtuelle Gang der Trübungsfaktoren für Rotstrahlung wird dadurch eliminiert, daß durch Änderung der Abszissen im Trübungsdiagramm die von den Geradenbüscheln abweichenden Trübungskurven für ungestörte Tagesgänge in Gerade verwandelt werden. Dadurch kommt man zu einem neuen Trübungsfaktor, der definiert ist durch

$$T_{RA} = (\bar{a}_L + w\bar{a}_w + D\bar{a}_D)/(\alpha_L + \bar{a}_w^3), \text{ wo } \bar{a}_L, \bar{a}_w \text{ und } \bar{a}_D$$

die komplexen Extinktionskoeffizienten reiner, wasserdampf- und staubhaltiger Luft für den roten Spektralbereich bedeuten. Zum Vergleich wurden für verschiedenen Gesamtwasserdampfgehalt Gänge der neuen Rot-Trübungsfaktoren berechnet und den alten gegenübergestellt. Die Trübungsfaktorkonstanten werden unter Zugrundelegung der theoretischen Extinktionskoeffizienten nach Rayleigh neu berechnet.

*F. Steinhäuser.*

**A. Puppo.** Ricerche sulla radiazione solare a Col d'Olen. I. Radiazione diretta, diffusa, globale. Nota I. Lincei Rend. (6) 25, 321—326, 1937, Nr. 7. Auf dem Col d'Olen in der Monte-Rosa-Gruppe, 54° 52' 6 nördlicher Breite und in 2902 m Meereshöhe, wurde im Sommer 1936 die direkte, die diffuse und die gesamte Sonnenstrahlung gemessen. Im August wurden unter verschiedensten Bedingungen 164 Messungen durchgeführt. Die Mittelwerte der bei klarem Himmel erhaltenen Ergebnisse sind in einer Tabelle zusammengestellt, in der in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe die direkte, die auf den Horizont reduzierte direkte, die gestreute, die gesamte und die auf den mittleren Erdbstand reduzierte Sonnenstrahlung, die atmosphärische Masse, der Extinktionskoeffizient, der Transmissionskoeffizient und der Trübungsfaktor angegeben sind. Der Trübungsfaktor stimmt sehr genau mit der einfachen Formel  $T = 3,02 \cdot m^{-0,268}$  überein ( $m$  = atmosphärische Masse). Die mittlere Gesamtstrahlung eines Tages betrug bis zu 690 cal cm<sup>-2</sup>, von denen 605 aus direkter und 85 aus indirekter Strahlung bestanden. Infolge des hohen Wasserdampfdruckes werden im August in den alpinen Stationen die Höchstwerte der direkten Sonnenstrahlung nicht erreicht. Die Änderungen der direkten und der diffusen Strahlung mit der Nebeligkeit sind in den alpinen Stationen kleiner als in den Talstationen. Die Abhängigkeit des Trübungs faktors vom Wasserdampfgehalt ergibt sich aus der Beziehung:  $T = 2,62 + 0,09 \cdot e$  für Werte von  $e$  zwischen 0,6 und 6,0 mm Hg, die fast mit der von Eckel für Traunkirchen abgeleiteten identisch ist. Wenn der Masseneffekt durch Reduktion auf die gleiche Masse ausgeschaltet wird, gilt die Beziehung:  $T = 2,50 + 0,07 e$ . Weitere Messungen über die Albedo des Schnees, die Ultrarotstrahlung der Sonne im Bereich zwischen 0,76 und 2  $\mu$  und über die Prüfung verschiedener Aktinometer sollen in folgenden Veröffentlichungen mitgeteilt werden.

*Schön.*

**Hilding Köhler.** Studien über Nebelfrost und Schnee bildung und über den Chlorgehalt des Nebelfrostes, des Schnees und des Seewassers im Halddegebiet. S.-A. Bull. Geol. Inst. Upsala 26, 279—308, 1937. Zusammenfassender Bericht des Verf. über seine seit 1919 im Halddegebiet (Finnmarken) durchgeführten Arbeiten über die atmosphärischen Kondensationserscheinungen. Grundlage für die Betrachtung der verschiedenen

Vorgänge der Wolken- und Niederschlagsbildung in fester und flüssiger Form in einem solchen Gebiet, dessen Kondensationskerne nur maritimer Natur sein können, geben die ausgedehnten Chlorbestimmungen in den Wolken- und Niederschlagsselementen, die jetzt auch durch analoge Bestimmungen in den Seen und Bächen des Haldengebietes ergänzt worden sind. *H. Israel-Köhler.*

**Paul Zedler.** Singularitäten des Niederschlages auf dem Brocken. Meteorol. ZS. 54, 386—388, 1937, Nr. 10. (Berlin-Niederschönhausen.) Aus einer 35jährigen Beobachtungsreihe wurden für jeden Tag Mittelwerte der Niederschlagsmengen und prozentuelle Wahrscheinlichkeiten von Niederschlägen berechnet. Die in der graphischen Darstellung zum Ausdruck kommenden Singularitäten werden mit den an anderen Orten festgestellten Singularitäten identifiziert und mit charakteristischen Wetterlagen in Beziehung gebracht. *F. Steinhäuser.*

**V. Conrad und O. Kubitschek.** Beiträge zur Kenntnis der Schneedeckenverhältnisse. 6. Mitteilung: Die Veränderlichkeit und Mächtigkeit der Schneedecke in verschiedenen Seehöhen. Gerlands Beitr. 51, 100—128, 1937, Nr. 1. (Wien.) Zur Charakterisierung der mittleren Mächtigkeit der Schneedecke werden die Begriffe „Schneedeckenhöhe“, die durch den Quotient aus der Monatssumme der täglich gemessenen Schneetiefen und der Zahl der Tage mit Schneedecke gegeben ist, und „Schneehöhe“, die durch den Quotient aus der erwähnten Summe und der Zahl der Monatstage gewonnen wird, eingeführt. Für Bilanzrechnungen erscheinen die mittleren Schneehöhen brauchbar. Für Vergleiche mittlerer Schneemächtigkeiten wird die Quotientenmethode empfohlen. Da die Veränderlichkeit der Quotienten nicht viel kleiner ist als die der Schneemächtigkeiten, ist eine Reduktion der Schneemächtigkeit auf gleiche Periode nicht möglich. Der Untersuchung liegen die Ergebnisse von täglichen Schneehöhenmessungen zugrunde, die in den zehn Jahren 1904 bis 1913 in den Ostalpen bis 2000 m Höhe durchgeführt worden sind. Die relative Veränderlichkeit ( $v, \%$ ) nimmt mit wachsender Seehöhe ( $h$ ) ab. In den einzelnen Monaten läßt sich diese Abnahme durch die Beziehung  $v = k \cdot h^{-x}$  darstellen, wo  $k$  und  $x$  Konstante sind, die für die Monate November bis April mitgeteilt werden. Die Zunahme der mittleren Schneehöhen ( $s$ ) mit der Seehöhe ( $h$ ) läßt sich für die Monate November bis Februar gut durch die Beziehung  $s(s+a) = b \cdot h^2$  darstellen, im März ist diese durch eine Hyperbel gegebene Abhängigkeit nicht mehr gut erfüllt und für April muß sie durch eine Parabel  $s = m \cdot h^n$  ersetzt werden. Diese Änderung in der Höhenabhängigkeit der mittleren Schneehöhen ist durch den fortschreitenden Schmelzprozeß in der Niederung und durch gleichzeitigen Zuwachs zur Schneedecke in der Höhe verursacht. In Tabellen werden für zahlreiche Orte mittlere Schneehöhen und Schneedeckenhöhen und ihre Veränderlichkeiten angegeben. *F. Steinhäuser.*

**E. Urban.** Verteilung der Niederschlagshäufigkeit zu Potsdam und Versuch ihrer analytischen Behandlung. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1, Nr. 3, 18 S., 1935.

**R. Süring.** Auszüge aus deutschen Wolkentagebüchern aus der Zeit des zweiten Internationalen Polarjahres August 1932 bis August 1933. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 2, 81 S., 1936. *Dede.*

**W. Findeisen.** Entstehen die Kondensationskerne an der Meeresoberfläche? Meteorol. ZS. 54, 377—379, 1937, Nr. 10. (München.) Aus der Annahme, daß die meisten Kondensationskerne Salzteilchen sind, die an der Meeresoberfläche entstehen, würde sich die Notwendigkeit ergeben, daß auf dem Meere Spritzwassertropfen von der unwahrscheinlich kleinen Größe des



Durchmessers von  $4 \cdot 10^{-5}$  bis  $12 \cdot 10^{-5}$  cm erzeugt werden müssen, während die tatsächlichen Radien der Spritzwassertropfen etwa  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$  cm betragen. Bei Verdampfungen dieser Tropfen bleiben die Salzteilchen in der Luft und werden auch als Kondensationskerne und in Wolkenelementen gelöst oder größtenteils an der Oberfläche von Wolkenelementen adsorbiert. Damit läßt sich auch der beobachtete Salzgehalt der Kondensationsprodukte erklären. Es ist aber der Salzgehalt nicht mit der Substanz der Kondensationskerne der Wolkenelemente identisch, sondern er verteilt sich vielmehr nur auf verhältnismäßig wenige Wolkenelemente. Daß die Kondensationskerne nicht hauptsächlich der Meeresoberfläche entstammen, zeigen auch die Kernzählungen an Küsten oder auf der See, die ergaben, daß ozeanische Luft weniger Kerne enthält als kontinentale. Vermutlich sind die durch Verbrennungsprozesse erzeugten Kerne für die Wolkenbildung am wesentlichsten.

*F. Steinhäuser.*

**H. Externbrink.** Ein Beitrag zum Wettergeschehen im Golf von Mexiko, im Karibischen Meer und auf den Westindischen Inseln. I. u. II. Meteorol. ZS. 54, 353—359, 1937, Nr. 10. (Darmstadt.) Die gewöhnliche Verteilung tropischer Luftmassen, die darin besteht, daß feuchtlabile tropische Golf- oder Atlantikluft, getrennt durch eine Sperrschicht, von wärmerer trockener und stabiler tropischer Höhenluft überlagert ist, wird durch Kaltluftmasseneinbrüche aus Norden gestört. Dabei ist die Kaltluft durch Heizung von unten her meist so weit erwärmt, daß sich der Temperaturrückgang erst in einer Höhe von etwa 1000 m bemerkbar macht. Die Kaltlufteinbrüche in das Golfgebiet sind mit antizyklonalem Bodendruck verbunden, der in 2000 bis 3000 m Höhe in ein zyklonales Druckfeld übergeht, das die Höhenwinde beherrscht und tropische Warmluft nach Norden treibt. Der durch die Inversion zwischen oberer und unterer Tropikluft geschaffenen Sperrschicht (Passatinversion) kommt für die Wetterentwicklung besondere Bedeutung zu. Die durch das Höhentief verursachte Abströmung der oberen Tropikluft bewirkt einen Zustrom von kühlerer, feuchter und weniger stabiler Äquatorialluft des südamerikanischen Kontinents, der die Inversion auflösen kann. Dadurch erfolgt auch eine Labilisierung von oben her bis in große Höhen, die vom Betrag des Abtransportes der oberen Tropikluft abhängig ist. Die durch die Labilität zum beschleunigten Aufsteigen gebrachte Luft wird nicht genügend durch Zustrom ersetzt und es ergibt sich daraus ein Druckfall, der bei jeder Wirbelsturmauslösung auch tatsächlich erst nach einem Auffrischen der Winde und nach Beginn der Niederschläge festgestellt werden kann. Ein wirksames Höhentief und günstige Lage der Äquatorströmung bewirken in der angegebenen Art die Auflösung der Passatinversion und geordnete Auflösung der Feuchtlabilität und geben so die Vorbedingungen für die Bildung eines Wirbelsturmes. Dieser ist demnach kein frontales Gebilde und es ist dabei auch eine Temperaturdiskontinuität im Meeresniveau nicht notwendig. Der Wirbelsturm zieht in der Richtung der abtransportierten oberen Tropikluft gegen ein Höhentief.

*F. Steinhäuser.*

**S. M. Troxel.** A Relative Humidity Nomograph. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 8, 350, 1937, Nr. 9. (Teacher's Coll. Trenton, N. J.) Unter Zugrundelegen der Gleichung

$$e = e_f + 0,000\,652\,B t_f (1 + 0,001\,02\,t_f) - 0,000\,652\,B \cdot t (1 + 0,001\,02\,t_f)$$

[ $e$ ,  $e_f$  Wasserdampfdruck bei der trockenen  $t$  und der feuchten  $t_f$  (dieser Sättigung);  $B$  Barometerstand] wird ein Nomogramm für  $B = 760$  Torr entworfen. Es gestattet aus der Angabe von  $t$  und  $t_f$  die relative Feuchtigkeit abzulesen. *H. Ebert.*

**A. J. ter Linden.** Klimaregelung in Gebäuden. Gesundheits-Ing. 60, 728—731, 1937, Nr. 48. (Delft.)

*Dede.*



**Friedrich Lauscher.** Besitzt der Golfstrom einen Einfluß auf die Witterung in Mitteleuropa? Meteorol. ZS. 54, 263—265, 1937, Nr. 7. (Zentralanst. f. Meteorol. u. Geodyn. Wien.) In einer Zusammenfassung der Ergebnisse verschiedener Autoren wird darauf hingewiesen, daß der Einfluß des Golfstroms auf die Witterung und auf das Klima von Mitteleuropa sich nicht einfach und nicht immer im gleichen Sinne zeigt. Ein unmittelbares Gleichlaufen der Golfstrom- und Lufttemperatur ist nicht einmal in Norwegen immer zu erwarten. In Mitteleuropa ist der Einfluß des Golfstroms gegenüber anderen Faktoren schon sehr in den Hintergrund gedrängt; es scheint, daß übernormal warmes Golfstromwasser eher kühle Strömungen über Mitteleuropa zur Folge hat. *F. Steinhäuser.*

**C. Braak.** The climate of the Netherlands. E. Evaporation. Mededeelen Verh. Nr. 39, 1936 (K. Nederl. Meteorolog. Inst. Nr. 102), S. 1—31, holländisch, S. 35—50, englisch. Fortsetzung der Mitteilungsreihe über das Klima von Holland durch Bearbeitung der Verdunstungsmessungen. *H. Israel-Köhler.*

**H. E. Witz.** Die Frage der Klimatisierung. Gesundheits-Ing. 60, 611, 1937, Nr. 40. (Basel.) Es wird darauf hingewiesen, daß bei Klimaanlageanlagen neben der Wärmeregulierung durch Strahlung, Leitung und Strömung besondere Aufmerksamkeit der Wärmeabfuhr durch Verdunstung und auch der Wirkung der Luftionisation, die bei verschiedenen Arten der Luftkühlung durch Berieselung oder Zerstäubung von Wasser und auch bei der Luftaufwärmung wesentlich beeinflußt wird, zugewendet werden muß. *F. Steinhäuser.*

**Irmgard Hesse.** Über die Ermittlung der Brücknerschen Klimaperiode aus Seespiegelschwankungen nach der Fuhrichschen Methode. Gerlands Beitr. 51, 29—34, 1937, Nr. 1. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Nach einer Eliminierung von Perioden kleiner als fünf Jahre wurden für die Seespiegelschwankungen des Bodensees im Zeitraum 1819 bis 1915 nach der Fuhrichschen Methode fünf Wellen von den Längen 42,4, 18,5, 12,3, 9,5 und 7,1 Jahre festgestellt. Die Brückner-Periode von 35jährigen Klimaschwankungen ist nicht als Grundschwingung in der Reihe der Seespiegelschwankungen enthalten; es ergeben sich aber die von Brückner angegebenen Eintrittszeiten der Extreme durch Interferenz der oben angeführten Elementarwellen. *F. Steinhäuser.*

**P. Mauck.** Klimaanlage für Doppeldeck-Eisenbahnwagen. ZS. d. Ver. d. Ing. 81, 1383—1386, 1937, Nr. 48. (Lübeck.)

**G. Riedel.** Singularitäten des Davoser Klimas. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1, Nr. 5, 27 S., 1936. *Dede.*

**Konrad Büttner.** Physikalische Bioklimatologie, Probleme und Methoden. Probleme der kosmischen Physik Bd. 18. Mit 37 Abb. im Text. VIII u. 155 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1938. Brosch. RM 9,—; geb. RM 11,20. Das Buch will einen Beitrag zum Problem der biologischen Wirkung der klimatischen Umwelt geben und dabei das auf diesem Gebiet sehr verstreute Schrifttum sammeln. Dabei stehen die physikalischen Probleme im Vordergrund. Die luftelektrischen Phänomene sind unberücksichtigt geblieben. Der Inhalt des Buches zerfällt in zwei Hauptteile: I. Strahlung; II. Wärmehaushalt. Einige Tabellen, ein sehr sorgfältiges Schrifttumsverzeichnis, ein Namen- und ein Sachverzeichnis beschließen das Buch. *Dede.*

**E. Alt.** Die Hochwasserkatastrophe im östlichen Erzgebirge am 8. bis 9. Juli 1927. 1. Meteorologische Voraussetzungen. **R. Fickert.** 2. Die Niederschläge. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 4, 15 S., 1936 *Dede.*

## Geophysikalische Berichte

**Harold Jeffreys.** Modern geophysics and Gerlands Beiträge zur Geophysik. Gerlands Beitr. 51, Nr. 2/3, 8S. (Cambridge, Engl.)

**Heinrich Jung.** Die Lotabweichungen in der Umgebung des Nanga Parbat und ein Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung. ZS. f. Geophys. 13, 205—222, 1937, Nr. 6. (Phys. Inst. Clausthal.) *Dede.*

**F. A. Vening Meinesz.** Second order disturbance terms in pendulum observations at sea. Proc. Amsterdam 40, 650—653, 1937, Nr. 8. Der kürzlich von B. C. Browne festgestellte Einfluß langzeitiger Vertikal- und Horizontalbewegungen eines Schiffes auf die hierin ausgeführten Schwerebestimmungen wird in seinen drei einzelnen Rechengliedern näher untersucht. Diese Korrektionsglieder zweiter Ordnung können auf den bisherigen Fahrten maximal bis etwa 10 milligal betragen haben. Von diesen läßt sich der vertikale Anteil noch nachträglich aus der langperiodischen Störung der Lage der Zeitmarken berechnen. Schwieriger ist die Ermittlung der horizontalen Schwankungen. Für die zukünftigen Messungen wird hierfür eine besondere langperiodisch schwingende Pendelanordnung vorgesehen, mit der sich auch diese Störungen genau genug erfassen lassen. Es wird versucht, diesen Einfluß nachträglich für die bisher ausgeführten Pendelmessungen abzuschätzen. Er erweist sich in der Mehrzahl als unter 1 milligal. Bei sehr starkem Seegang, wie z. B. bei der letzten nordatlantischen Fahrt, wurden jedoch Werte bis zu 30 milligal verursacht. *Schmerwitz.*

**H. Greinacher und W. Klein.** Über einen Apparat zur Dauerregistrierung der spezifischen Ionenzahl der Atmosphäre. Gerlands Beitr. 51, 298—307, 1937, Nr. 2/3. (Phys. Inst. Bern.) Beschreibung eines registrierenden Kleinionenzählers. Dimensionen des Meßkondensators:  $R = 24$  mm;  $r = 1,9$  mm;  $l = 148$  mm. Die Aspiration erfolgt durch einen elektrisch angetriebenen Zentrifugalventilator; die Aspirationsmenge wird dadurch gemessen, daß von einem Anemometer nach bestimmter Umdrehungszahl ein Kontakt betätigt wird. Die Aspiration liegt unterhalb der Turbulenzgrenze. Der Apparat arbeitet in Aufladeschaltung. Als Meßinstrument dient ein Wulfsches Einfadenelektrometer mit Hilfsspannung, dessen Fadenstellung photographisch aufgezeichnet wird. In halbstündlichem Abstand werden durch eine Schaltwalze der Faden geerdet und die Kondensatorspannung umgepolt, so daß also alternierend halbstündliche Ionenmittel beider Vorzeichen zur Aufzeichnung kommen. Der Randstörungseinfluß am Kondensatorbeginn ist nicht beseitigt; Mitteilung der Störungsgröße wäre wünschenswert. Eine Abbildung einiger 24stündigen Proberegistrierungen läßt ein einwandfreies Arbeiten des Apparates erkennen. *H. Israël-Köhler.*

**A. Mäde.** Widerstandselektrische Temperaturmessungen in einem Topinamburbestand. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 6, 23 S., 1936. Es wurden Vergleiche von Messungen mit Minimumthermometern und von Registrierungen mit praktisch strahlungsunempfindlichen Widerstandsthermometern in verschiedenen Höhen in einem Sonnenblumenbestand durchgeführt, die ergaben, daß namentlich in Höhe der Bestandsoberfläche, die als eigentliche Strahlungsfläche wirkt, die Minimumthermometer niedrigere Temperatur anzeigen als die Widerstandsthermometer (im August durchschnittlich um  $0,74^\circ$ ). Die aus den Registrierungen abgeleiteten mittleren Tagesgänge zeigen, daß es nachts sowohl über wie auch unter der Bestandsoberfläche wärmer ist als an dieser selbst. Tagsüber ist es im Bestand wärmer als darüber. Besonderheiten der Tagesgänge der Temperatur bei verschiedenen Witterungsverhältnissen werden eingehend be-

sprochen. Es zeigt sich, daß der Bestand eine Luftmasse in sich festhält, die auf äußere Einflüsse wie ein träges Thermometer reagiert. *F. Steinhauser.*

**W. W. Coblentz and R. Stair.** A radiometric method of measuring ultraviolet solar radiation intensities in the stratosphere. *Radiologica* 1, 12—20, 1937, Nr. 1/3. (Washington.) Das Meßgerät wird durch mehrere unbemannte Ballons in Höhen von 20 km gehoben. Der lichtelektrische Strom einer Cadmiumzelle veranlaßt Signale eines miteingebauten Senders, die von einem Empfänger am Erdboden aufgenommen werden. Eine Scheibe mit verschiedenen Filtern wird durch einen kleinen Elektromotor vor der Eintrittsöffnung der Zelle vorbeibewegt; dadurch werden Nullmarken und außerdem Lichtstärken in verschiedenen Spektralbereichen aufgezeichnet. Die erreichte Höhe wird in entsprechender Weise gemessen, wobei ein Metallbarometer eine Art Drehschalter betätigt. Die Erfahrungen der sechs bisherigen Ballonaufstiege werden mitgeteilt. Die zahlenmäßige Auswertung der Ergebnisse ist noch nicht durchgeführt. Ohne Filter sind die mit der Cadmiumzelle gemessenen Strahlungsstärken in 18 km Höhe etwa viermal so groß wie am Erdboden (Empfindlichkeitsbereich 2800 bis 3200 Å). *Bandow.*

**G. Rosa.** Sulla deposizione degli elementi radioattivi dell'atmosfera mediante il metodo Aliverti. *Gerlands Beitr.* 51, 286—297, 1937, Nr. 2/3. (Ist. Fis. Univ. Torino.) Unter Bezugnahme auf Bedenken, die O. Macek gegen die Alivertische Methode geäußert hatte, wird auf Grund neuerer Messungen festgestellt, daß die erwähnte Methode alle an Staubteilchen angelagerten radioaktiven Atome festzustellen erlaubt, daß sie, wie Vergleichsmessungen mit anderen direkten und absoluten Methoden zeigen, innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen genaue Werte liefert und daß sie als eine absolute Methode für Messungen der atmosphärischen Radioaktivität angesehen werden kann. Die Anwendung von Wechselstrom liefert dieselben Ergebnisse wie Gleichstrom. *F. Steinhauser.*

**Georges Rempp.** Un galvanomètre à tiroir monté pour le travail sur le terrain. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 8, 8S—9S, 1937, Nr. 1. [*Bull. Soc. Franç. de Phys.* Nr. 397.] Zur Ausführung mikrometeorologischer Untersuchungen, z. B. zur Messung der Temperaturverteilung im Erdboden, ist im geophysikalischen Institut Straßburg ein Cambridge-Galvanometer mit einer geeigneten Lichtzeiger-Ablesevorrichtung zu einem bequem im Gelände verwendbaren tragbaren Gerät ausgebildet worden. Der Lichtweg wird durch mehrfache Brechung auf 55 cm bei 39 cm Außenabmessung des Gehäuses verlängert. Das Skalenbild wird von oben auf dem Grund einer schwarzen Kammer beobachtet und ist selbst bei vollem Tageslicht gut ablesbar. Bei der Temperaturmessung mit Kupfer-Konstantan-Elementen entspricht 1° C einem Ausschlag von 5 mm. *W. Hohle.*

**A. Agricola.** Über die Aufstellung der Thermometerhütte auf der Zugspitze. *Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst* 2, Nr. 9, 16 S., 1937. Ergebnisse einer zehnmonatlichen Beobachtungsreihe der lokalen Temperaturfälschungen an verschiedenen Meßstellen der Beobachtungsstation Zugspitze. Am Ort der Thermometerhütte sind die Temperaturfälschungen am geringsten. Aus den Beobachtungsreihen werden einige lokalklimatische Besonderheiten des Zugspitzgipfels abgeleitet. *H. Israëli-Köhler.*

**André Missenard.** Über einfache Verfahren zur Bestimmung der „resultierenden Temperatur“. *Gesundheits-Ing.* 60, 737—739, 1937, Nr. 49. (Paris.) Unter Benutzung englischer Literatur und eigener Arbeiten des Verf. werden drei Schaubilder angegeben, an Hand deren die „resultierende Temperatur“ in einfacher Weise ermittelt werden kann (d. h. die der psychologischen



Temperaturempfindung entsprechende Temperatur der Luft, wobei außer der wirklichen Temperatur auch Feuchtigkeit, Luftbewegung usw. zu berücksichtigen sind). Einfluß der Art der Beschäftigung (Ruhe, leichte und schwere Arbeit des Menschen) und Bekleidung. Allgemeine Erörterung der dem menschlichen Empfinden entsprechenden Beurteilung eines Luftzustandes.

*W. Fritz.*

**W. Findeisen.** Neue Wege der meteorologischen Feuchtigkeitsmessung. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 11, 44 S., 1937. Der Verf. hat zwei neue Methoden der Feuchtigkeitsmessung entwickelt, die größere Genauigkeit und Zuverlässigkeit und wesentlich geringere Trägheit als die bisher in der Meteorologie verwendeten besitzen und besonders für aerologische Feuchtigkeitsmessungen besser geeignet sind. Nach der einen Methode werden manometrisch die durch eine in einem Gefäß, das mit einem Diaphragma abgeschlossen ist, enthaltene hygroskopische Substanz bei feuchter Außenluft erzeugten Druckdifferenzen gegenüber einem zweiten gleichartigen Gefäß ohne hygroskopische Substanz gemessen. Die technische Ausführung des Instrumentes für praktische Messungen wie auch seine Theorie werden ausführlich behandelt. Die Diaphragmen werden aus gepreßtem Graphit hergestellt. Als hygroskopische Substanzen werden Phosphor-pentoxyd oder Zinkchlorid verwendet. Mit diesem Instrument wird der Wasserdampfdruck direkt bestimmt. Es wurden auch Methoden zur Ermöglichung der Registrierung entwickelt. Die zweite Methode besteht in der elektrischen Bestimmung des Taupunktes einer hygroskopischen Schwefelsäureoberfläche und wird damit eigentlich auf eine elektrische Temperaturmessung zurückgeführt. Es wird die Temperatur jeweils gemessen, bei der die dünne Schwefelsäurehaut einen bestimmten elektrischen Widerstand hat. Da dieser eine Funktion der Temperatur und der Konzentration und die Konzentration eine Funktion der Temperatur und des Wasserdampfdruckes ist, läßt sich auf diese Art der Wasserdampfdruck bestimmen. Die Schwefelsäurehaut wird dabei elektrisch auf die Temperatur geheizt, bei der sie den vorgegebenen Widerstand erreicht. Durch Eichung werden die gemessenen Temperaturwerte einer Dampfdruckskala zugeordnet. Eine besonders für Flugzeugaufstiege geeignete Form des Schwefelsäure-Taupunktgerätes wird beschrieben.

*F. Steinhauser.*

**G. Fanslau.** Über eine photographische Ableseeinrichtung am Doppelkompaß. ZS. f. Geophys. 13, 235—238, 1937, Nr. 6. (Geophys. Inst. Potsdam.)

*Dede.*

**H. Dreyer.** Entwicklung eines objektiven Kolorimeters zur Messung geringer Anfärbungen und Trübungen. Ann. d. Phys. (5) 30, 650—664, 1937, Nr. 7; auch gekürzte Diss. T. H. München. Sehr schwache Anfärbungen von Flüssigkeiten werden durch eine Kompensationsmethode lichtelektrisch gemessen. Ein Lichtstrahl wird mittels einer spiegelnden rotierenden Sektorenscheibe abwechselnd durch die zu messende Farbstofflösung und durch reines Lösungsmittel auf eine Photozelle geschickt. Der entstehende Wechselstrom wird nach Verstärkung hörbar gemacht; er verschwindet, wenn durch Verschieben eines Graukeils im Strahlengang des Lösungsmittels die Verluste beider Strahlwege gleich sind. Fluorescein- und Methylenblaumengen von 0,1 bis 1 g in 1 m<sup>3</sup> werden auf 0,3 bis 1 % genau gemessen. Die Methode wird benutzt, um die Wasserdurchflußmenge in Flüssen zu bestimmen.

*Naumann.*

**Max Diem.** Bodenatmung. Meßtechnik und Ergebnisse. Gerlands Beitr. 51, 146—166, 1937, Nr. 2/3. Berichtigung ebenda 52, 1938, Nr. 1/2. (Frankfurt a. M.) Zur Bestimmung der Bodenatmung wurden die an den Enden von in verschiedene Bodentiefen eingetriebenen Düsen auftretenden Druckschwankungen, die mittels Membranmanometer angezeigt wer-



den, photographisch registriert. Die instrumentelle Anordnung für Messungen im Boden und im Versuchskessel mit Pumpe für Laboratoriumsmessungen, die Fehlerquellen, Eichung und Auswertung der Registrierungen werden ausführlich besprochen. Für trockenen Flußsand von 0,5 bis 1,0, für Dünenand von 0,2 bis 0,5 und für Präriesand von 0,1 bis 0,2 mm mittlerer Korngröße wurde die Abhängigkeit des beweglichen Luftvolumens von den Kapillaren und der Schwingungsdauer untersucht. Es nimmt mit steigender Schwingungsdauer stark zu und ist bei grobem Sand viel größer als bei feinem. Für die verschiedenen Sandarten werden die Druckänderungen in Abhängigkeit von der Tiefe und von der Schwingungsdauer angegeben. Daraus kann die Bodenatmung, die als Luftvolumen, das in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit der Erdoberfläche fließt, definiert ist, berechnet werden. Sie betrug bei einer Schwingungsdauer von 0,5 sec im Flußsand 0,760, in Dünenand 0,082, in Präriesand 0,043 cm/sec und sank bei auf 3,0 sec ansteigender Schwingungsdauer in Flußsand auf 0,280, in Dünenand auf 0,053 und in Präriesand auf 0,020 cm/sec. Zwischen Bodenatmung und Porenvolumen besteht kein Zusammenhang. Die Bedeckung der Sandschicht mit einer 4 cm dicken Rasendecke brachte nur eine ganz geringe Verringerung der Bodenatmung, während eine 8 cm dicke, mit Humus versehene Rasenschicht bei schnellen Schwingungen sie um  $\frac{2}{3}$  erniedrigte. Auf die Bedeutung der Bodenatmung für die Temperatur der bodennahen Luftschicht wird hingewiesen.

*F. Steinhäuser.*

**Stefan Meyer.** Über das „Alter“ der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über das Mengenverhältnis Blei zu Uran auf der Erde. Naturwissensch. 25, 764—765, 1937, Nr. 47. (Inst. Radiumforsch. Wien.)

*Jaekel.*

**F. A. Vening Meinesz.** The Gravity Expedition of Hr. Ms. Submarine O 16 in the North Atlantic, January 11 — March 16, 1937. Proc. Amsterdam 40, 382—389, 1937, Nr. 5. Vom 11. Januar bis zum 16. März 1937 wurden in dem Unterseeboot O 16 der holländischen Marine Pendelmessungen zur Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ozean ausgeführt. Während der Hin- und Rückfahrt über den Ozean wurden insgesamt 93 Stationen vermessen, welche einschließlich der bereits früher vermessenen Stationen in einer Karte eingezeichnet sind. Während der Fahrt herrschte meist stürmisches Wetter, so daß hohe Anforderungen an die Besatzung gestellt werden mußten, um den Wert der wissenschaftlichen Messungen nicht zu gefährden. Der Verf. hofft, aus den Ergebnissen Klarheit über die positiven Anomalien der nordatlantischen Tiefen zu bekommen. Auch die Art des Übergangs zu den normalen Schwerewerten am Rand und einige andere Fragen sollen nach Auswertung der Ergebnisse beantwortet werden.

*Schmerwitz.*

**Heinz Lettau.** Lotschwankungen unter dem Einfluß von Zeitenkräften und atmosphärischen Kräften. (Analyse von Registrierungen des Horizontaldoppelpendels.) Gerlands Beitr. 51, 250—269, 1937, Nr. 2/3. (Leipzig.) Nach zweimonatigen Registrierungen der Lotschwankungen mit einem Horizontaldoppelpendel mit einer Empfindlichkeit von 0,0009 Bogensekunden/mm werden die mittleren sonnen- und mondtägigen Gänge harmonisch analysiert. Die beobachteten Lotschwankungen werden auf eine Komplexwirkung von Gravitationskräften und Luftdruckgang zurückgeführt. Aus den Registrierungsergebnissen wird theoretisch ein Richtigkeitkoeffizient der Kontinentalscholle abgeleitet, der nur  $\frac{1}{10}$  des auf Grund seismischer Beobachtungen bisher angenommenen Betrages ausmacht. Die aus fünfjährigen Beobachtungen Schweidars in Freiberg i. Sa. abgeleitete halbtägige Sonnenwelle der Lotschwankungen wird als Synthese aus dem Gravitationsanteil und aus dem Luftdruckanteil erklärt. Ab-

schließend wird darauf hingewiesen, daß auch die von Steinhäuser berechnete Deformation der Erdkruste durch die winterliche Schneebelastung der Alpen wie auch die Einwirkung von Hoch- und Tiefdruckgebieten auf die Erdkruste mit Hilfe des Horizontaldoppelpendels beobachtbar wären.

*F. Steinhäuser.*

**C. J. Östman.** Die Eisverhältnisse der schwedischen Küsten in den Wintern von 1870/71 bis 1934/35. Meddel. Meteorol.-Hydrogr. Anst. 6, Nr. 6, 63 S., 1937. (Schwedisch.)

*Dede.*

**M. Klöss.** Unterstützung bergbaulicher Aufschlußarbeiten durch magnetische Messungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 65, 1937, Nr. 2. (Clausthal.) Kurze Mitteilung über einen Vortrag, in dem über die Vermessung eines Nickel-Magnetkiesvorkommens bei Todtmoos (Schwarzwald) und die Bedeutung magnetischer Untersuchungen, mit deren Hilfe u. a. ein neuer Teil des Vorkommens festgestellt werden konnte, berichtet wurde. Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint als Clausthaler Diplomarbeit.

*Kußmann.*

**K. Kähler.** Luftelektrische Messungen während des internationalen Polarjahres 1932/33 in Potsdam. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1, Nr. 2, 38 S., 1935. Ausführliche Publikation der luftelektrischen Messungen während des Polarjahres in Potsdam. (Vgl. auch diese Ber. 17, 1507, 1936.)

*H. Israël-Köhler.*

**D. C. Rose.** The atmospheric potential gradient at Ottawa, Canada. Canad. Journ. Res. (A) 15, 119—148, 1937, Nr. 8. (Res. Lab. Ottawa.) Es wird über die Ergebnisse von Registrierungen des atmosphärischen Potentialgradienten berichtet, die von November 1934 bis Dezember 1935 in Ottawa und von Juli bis Oktober 1936 zum Vergleich an einem von verunreinigter Großstadtluft freien 9 Meilen nordwestlich von Ottawa gelegenen Ort durchgeführt wurden. Im Jahresmittel betrug der Potentialgradient in Ottawa 118 Volt/m. Bei Schönwetter zeigt sich im Tagesgang in Übereinstimmung mit Messungen an anderen Orten ein Minimum am frühen Morgen und bald darauf ein Maximum; um Mittag findet sich häufig ein schwaches sekundäres Minimum und am Nachmittag ein zweites Maximum. Der rasche Anstieg des Potentialgradienten am Morgen beginnt unmittelbar nach Sonnenaufgang. Größere Störungen des Potentialgradienten sind durch meteorologische Verhältnisse bedingt. Gewöhnlich beginnen solche Störungen einige Stunden vor dem Durchgang einer Front und dauern bis einige Stunden nachher an. Die größten Störungen kommen bei Regen vor. Die Dauer und Größe der Störung hängt von der Art der Front und von der Nähe des Tiefdruckzentrums ab. In der Stadtnähe treten Störungen auf, wenn der Wind über dicht bewohntes Gebiet zur Station hinweht.

*F. Steinhäuser.*

**Leiv Harang.** Results of radio echo observations for the years 1935 and 1936. Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. Nr. 11, 24 S., 1937. (Auroral Obs. Tromsø.)

*Dede.*

**H. O. Petorsen and D. R. Goddard.** Field strengst observations of transatlantic signals, 40 to 45 megacycles. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1291—1299, 1937, Nr. 10. (RCA Riverhead, N. Y.)

*H. Schaefer.*

**K. F. Wasserfall.** Some of the most characteristic features in the variation of magnetic elements. (Based upon the material collected at Dombas Observatory.) Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. Nr. 10, 24 S., 1937. (Magn. Byrå, Bergen.)

*Dede.*

**L. Vegard.** The Temperature distribution within the Auroral Region of the atmosphere. Phil. Mag. (7) 24, 588—598, 1937, Nr. 162.

(Phys. Inst. Univ. Oslo.) Zur Erklärung der Tatsache, daß die Luftdichte in der Ionosphäre langsamer abnimmt als in den darunterliegenden Schichten, wird im allgemeinen in der Ionosphäre eine rasche Zunahme der Temperatur mit der Höhe angenommen. Verf. weist demgegenüber darauf hin, daß sich nach seinen Temperaturbestimmungen aus der Energieverteilung in der langwelligen Kante der Bande des ionisierten Stickstoffs im Nordlichtspektrum für 100 bis 125 km Höhe Nachttemperaturen zwischen  $-50$  und  $-20^{\circ}\text{C}$  ergeben haben. Analoge Temperaturbestimmungen aus dem Spektrum höherreichender Nordlichtstrahlen konnten mangels eines genügend lichtstarken Spektrographen noch nicht ausgeführt werden. Um wenigstens qualitative Aussagen über die Temperaturen größerer Höhen zu erhalten, bestimmt Verf. die Linienbreite der beiden scharfen Nordlichtlinien 5577 und 6300 Å mittels eines Perot-Fabryschen Interferometers (Ausblendung des betreffenden Spektralbereichs mittels geeigneter Filter) für verschiedene Nordlichthöhen. Eine absolute Temperaturbestimmung der verantwortlichen Schicht ist nicht möglich, wohl aber eine Aussage, ob sich die Temperatur nach größeren Höhen hin ändert oder nicht. Da für verschiedene Nordlichthöhen ganz gleichartige Interferenzbilder erhalten werden, schließt Verf., daß keine merkliche Temperaturzunahme mit der Höhe erfolgt und verweist anschließend auf seine schon 1923 gegebene Erklärung der verlangsamten Dichteabnahme in der Ionosphäre, die keine Temperaturzunahme anzunehmen braucht.

*H. Israël-Köhler.*

E. W. Hewson. A Survey of the Facts and the Theories of the Aurora. Rev. Modern Phys. 9, 403—431, 1937, Nr. 4. (Univ. Toronto, Canada.) In dem Abschnitt „Form und Vorkommen des Nordlichts“ werden die verschiedenen Typen, die geographische Verteilung, die Variationen in der Nordlichtstärke und die Zusammenhänge zwischen Nordlicht und magnetischen Anomalien besprochen. Der zweite Abschnitt, die Bestimmung der Höhe des Nordlichts, umfaßt die Photographie des Nordlichts, allgemeine Betrachtungen über Höhenmessungen, die photographische Höhenmessung in Theorie und Praxis und den Vorschlag einer mechanisch-optischen Methode zur Analyse von Nordlichtphotographien. In dem dritten Abschnitt über Intensitätsmessungen im Nordlicht werden die Intensitäten längs eines Nordlichtstrahls und die Messungen der Gesamtintensität besprochen. Der vierte Abschnitt enthält die charakteristischen Unterschiede zwischen gewöhnlichem und sonnenbestrahltem Nordlicht. Im fünften Abschnitt werden das Nordlichtspektrum, die grüne Linie, die roten Linien, das Spektrum des sonnenbestrahlten Nordlichts, das ultrarote Spektrum und das ultraviolette Spektrum besprochen. Es folgt dann die Theorie des Nordlichts, die Korpuskulartheorie, die mathematische Behandlung, der Vergleich zwischen Theorie und Experiment und die Ultravioletttheorie von Maris und Hulbert.

*Frerichs.*

René Bernard. Spectrum of Nitrogen and Atmospheric Pressure at High Altitudes. Nature 140, 930, 1937, Nr. 3552. (Inst. Phys. Univ. Lyon.) Kaplan hat vorgeschlagen, daß man den wirklichen Druck der Atmosphäre in den großen Höhen des Nordlichts dadurch bestimmt, daß man die Energieverteilung in den Stickstoffbanden des Nordlichts bestimmt und den Druck einer geeigneten Gasentladung so variiert, bis die Stickstoffbanden in beiden Spektren übereinstimmen. Die Nordlichter erstrecken sich jedoch vielfach über Höhenunterschiede von mehreren 100 km, ohne daß sich der nach der Kaplanschen Hypothese notwendige Unterschied in den Bandenspektren der oberen bzw. unteren Teile des Nordlichts zeigt. Der Verf. weist nun darauf hin, daß es ihm gelungen ist, durch Variation der Spannung der anregenden Elektronen in Stickstoff die Intensitätsverteilung des Nordlichts zu erhalten und auf diese Weise die Nordlichter durch Angabe der betreffenden Anregungsspannung zu charakterisieren.

*Frerichs.*



**Paul W. Merrill, Roscoe F. Sanford, O. C. Wilson and Cora G. Burwell.** Intensities and displacements of interstellar lines. *Astrophys. Journ.* 86, 274—310, 1937, Nr. 3. (Mount Wilson Obs., Carnegie Inst. Wash.) Messungen der Intensitäten und Verschiebungen der interstellaren Linien  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $H$  und  $K$  in den Spektren zahlreicher Sterne der frühen Klassen werden mitgeteilt. Daneben werden die Intensitäten der unbekannten Linien 5780, 5797 und 6284 mitgeteilt. Die Beobachtungsmethoden und die Meßtechnik werden vollständig beschrieben und die Genauigkeit der Messungen wird diskutiert. Der Vergleich der Mount Wilson-Werte der  $D$ -Linien mit denen von Beals zeigt verhältnismäßig geringe zufällige Abweichungen bei beiden Messungen, aber eine beträchtliche systematische Differenz zwischen ihnen. Die Verschiebungen der  $D$ -Linien nach den Messungen der verschiedenen Observatorien sind in guter Übereinstimmung. Ein beigelegter Katalog umfaßt 254 Sterne von größerer scheinbarer Helligkeit als Größe 7,0, 147 schwächere Sterne und 3 Novae. In einer weiteren Tabelle sind Sterne mit besonders starken interstellaren Linien zusammengestellt. *Frerichs.*

**H.-U. Sandig.** Über Extinktion und Himmelshelligkeit in Windhuk, Südwestafrika. *Astron. Nachr.* 263, 385—398, 1937, Nr. 6308. Die Untersuchung der atmosphärischen Verhältnisse wird an acht Aufnahmen der Magellanschen Wolken mittels Leica- und Orthophot-Objektiv durchgeführt. Konstruktion der Schwärzungskurven geschieht mit extrafokalen Sternaufnahmen der Göttinger Aktinometrie. Reduktion infolge der von Sternscheiben freigelassenen Ränder der Blende wird beschrieben. Beim Gang der Helligkeit mit dem Zenitabstand bestätigt sich, daß eine zusätzliche Himmelshelligkeit atmosphärischen Ursprungs die Extinktionskurve verändert. Die Himmelsgrundhelligkeit wird unter Annahme der extraterrestrischen Helligkeit der Meßstellen ermittelt. Die Extinktionskoeffizienten  $k$  zeigen einen Gang mit dem Fortschreiten der trockenen Jahreszeit. Als Mittel für alle Nächte ist für das Zenit  $k = 0,253^m$ . Die Zenithelligkeit des Erdlichtes beträgt  $3,36^m$  pro Quadratgrad. Die hohe Himmelshelligkeit wird auf Staubteilchen beugender Größe zurückgeführt. *Sättle*

**W. Nernst.** Weitere Prüfung der Annahme eines stationären Zustandes im Weltall. *ZS. f. Phys.* 106, 633—661, 1937, Nr. 9/10. (Rittergut Zibelle b. Muskau, O.-L.) Die bereits in zwei vorhergegangenen Arbeiten (*ZS. f. Phys.* 97, 511, 1935; diese *Ber.* 17, 464, 1936; *Berl. Ber.* 1935, S. 473, Nr. 18; diese *Ber.* 17, 1012, 1936) entwickelte Theorie des in einem stationären Zustande befindlichen Weltalls wird hier in ihren grundlegenden Annahmen und Schlußfolgerungen nochmals dargelegt. Es wird darauf hingewiesen, daß die neuesten Beobachtungsergebnisse von Hubble gegen eine Deutung der Rotverschiebung als Dopplereffekt und für die vom Verf. entwickelte Theorie zu sprechen scheinen. Aus der Deutung der Rotverschiebung in den Spektren der Nebel als Abnahme der Energie der Lichtquanten ergibt sich die universelle Konstante  $H = 1/5,8 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$ , die, mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  multipliziert, auf das Energiequant  $h \cdot H = 1,2 \cdot 10^{-64}$  führt. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß die Lichtquanten in dieser Einheit verschwinden. Gegen die „Katastrophentheorie“ der Sternentstehung werden Einwände gemacht. In Analogie zum Schwund der Lichtquanten

wird für die Gravitationskraft der Ansatz  $K = f \cdot \frac{mm'}{r^2} e^{-\frac{r \cdot H}{c}}$  gemacht, der zu einer Lösung des kosmologischen Problems führt. Auch für die kinetische Energie  $E$  bewegter Massenkorpuskeln wird der Ansatz  $-dE/dt = H \cdot E$  in Vorschlag gebracht. Die Bildung der chemischen Elemente soll so vor sich gehen,



daß zunächst schnelle Neutronen aus dem Lichtäther entstehen, die gemäß  $n = H^+ + e^-$  zerfallen und bei ihrer Reaktion mit Protonen und der Materie des kosmischen Staubes zum Aufbau der Elemente führen. Um den Energieverlust der Nebel durch Ausstrahlung zu decken, müßten vier Neutronen pro 100 Jahre und Kubikkilometer aus dem Lichtäther entstehen. Als Entstehungsursache der Meteorite wird angenommen, daß sie im Jugendstadium der Sterne bei Ausbrüchen herausgeschleudert werden. Für die Entstehung der großen Novae (Supernovae) wird Doppelsternbildung verantwortlich gemacht. Die Einordnung der weißen Zwerge in das Entwicklungsdiagramm und ihre Einteilung in Einzelgänger und Komponenten von Doppelsternen wird diskutiert. Im Zusammenhang mit der Deutung der kosmischen Strahlung wird festgestellt, daß von der disponiblen Energie des Weltalls der weitaus größte Teil dazu dient, die kosmische Strahlung konstant zu halten.

*W. Grotrian.*

**K. Schmeiser und W. Bothe.** Die Entstehung der harten Ultrastrahlung. *Naturwissensch.* 25, 833, 1937, Nr. 52/53. (Inst. Phys. K. W.-Inst. med. Forsch. Heidelberg.) Höhenstrahlungsschauer wurden auf Materialabhängigkeit der Intensität untersucht. Dabei ergab sich das erste Maximum der Rossi-Kurve (weiche Schauer) für Eisen erheblich tiefer als für Blei. Die Intensität ist etwa  $Z^2$  proportional. Das zweite Maximum, von den harten Schauern kleiner Winkeldivergenz ( $7^\circ$ ) herrührend, ist dagegen für Eisen mindestens ebenso hoch wie für Blei. Die Intensität der harten Schauer ist eher proportional  $Z$ . Mit und ohne Vorfilterung der Primärstrahlung aufgenommene Rossi-Kurven an Blei bzw. Eisen als Schauererzeuger zeigen, daß die harten Schauer durch die harte, die weichen durch die weiche Komponente der Primärstrahlung ausgelöst werden. Das Durchdringungsvermögen der harten Schauer ist mehrmals größer als das der weichen, ihre Winkeldivergenz viel kleiner als bei weichen Schauern. Die harten Schauer vermögen ihrerseits weiche Schauer auszulösen; sie treten auch in der freien Atmosphäre auf.

*Kolhörster.*

**Hannes Alfvén.** Versuch zu einer Theorie über die Entstehung der kosmischen Strahlung. II. *ZS. f. Phys.* 107, 579—588, 1937, Nr. 9/10. (Nobelinst. f. Phys. Stockholm.) In früheren Arbeiten des Verf. (vgl. diese Ber. 18, 1903, 1937) wird die Entstehung von Strahlung mit einer Teilchenenergie, die der der Höhenstrahlung gleichkommt, bei der Rotation von Doppelsternen diskutiert. Für den Fall, daß diese Strahlung die Höhenstrahlung selbst ist, wird die Zusatzannahme gemacht, daß im interstellaren Raum ein Magnetfeld mit einer mittleren Stärke von  $10^{-11}$  Gauß existiert. Hierdurch erst wird die weitgehende Sternzeitunabhängigkeit, die isotrope Verteilung sowie die korpuskulare Natur der Primären mit Hilfe der Zyklotrontheorie erklärbar.

*Juifls.*

**Carl Størmer.** Résultats des calculs numériques des trajectoires de corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire. IV. Faisceau de trajectoires de l'infini, avec asymptotes parallèles à l'axe des X. *Skrifter Oslo* 1936, 1, Nr. 5, 95 S., 1937.

**Carl Størmer.** Dasselbe. V. Faisceaux de trajectoires avec asymptotes parallèles à l'axe magnétique et normales à cet axe. Ebenda Nr. 6, 91 S. Die in den vorliegenden Arbeiten wiedergegebenen Rechnungen stellen eine Fortsetzung dreier in den Jahren 1913 und 1914 in der gleichen Zeitschrift erschienenen Arbeiten des Verf. dar und haben zum Ziel, die Kenntnis der periodischen Bahnen zu erweitern, eine neue Reihe von Bahnen durch den Ursprung und schließlich die aus dem Unendlichen kommenden Bahnen zu bestimmen, um sie auf die Theorie der kosmischen Strahlen anzuwenden. Nach kurzer Darstellung der

Differentialgleichungen in der für die Rechnung günstigsten Form werden die berechneten Bahnen tabellarisch reproduziert. *Henneberg.*

**H. Raether.** Untersuchung der Elektronenlawinen mit der Nebelkammer. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 54, 1937, Nr. 2. (Jena.) Vgl. diese Ber. S. 60. *Juifls.*

**J. Juifls.** Ionization by Radioactive Gamma and Cosmic Rays in Different Gases. Nature 140, 767—768, 1937, Nr. 3548. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Die von Ziemecki (vgl. diese Ber. S. 131) angegebenen Versuchsergebnisse über die Ionisierungsstärke von Ra-C- $\gamma$ -Strahlen in kryptongefüllten Kammern (12 at Fülldruck) stimmen mit den früheren vom Verf. (vgl. diese Ber. 18, 1257, 1937) dahingehend überein, daß das Verhältnis der Ionisierungsstärken in je zwei Gasen größer als das Dichteverhältnis der beiden Gase ist. Dagegen wird die Ionisierungsstärke durch 10 cm Blei gefilterte Höhenstrahlung bei einem Fülldruck von 1 at proportional der Gasdichte gefunden, während Ziemecki für 12 at Fülldruck die Ionisierungsstärke durch  $\gamma$ - und Höhenstrahlung proportional vermutet. Das gefundene Verhalten erlaubt es, die Strahlenarten durch gleichzeitige Beobachtung zweier Ionisationskammern verschiedener Gasfüllung zu unterscheiden. *Juifls.*

**H. Todd.** Note on the Correction to be applied to the Results obtained by using a Geiger Counter. Phil. Mag. (7) 24, 572—582, 1937, Nr. 162. (Dep. Phys. Chem. Bristol Univ.) Ausführliche Ableitung und Diskussion der Formel für die vom Zählrohrverstärker gezählte Stoßzahl  $N = N_0 e^{-N_0 \tau}$  ( $N_0$  die Zahl der wirklichen Impulse,  $\tau$  das Auflösungsvermögen in diesem Falle des Verstärkers). Eine Versuchsreihe zur Bestätigung dieser Formel von Hamblin ist anhangsweise angeführt. *Juifls.*

**Y. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya.** On the Nature of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. 52, 1198—1199, 1937, Nr. 11. (Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo.) Koinzidenzgesteuerte Nebelkammeraufnahmen bei Verwendung eines Feldes von 17 000  $\text{\AA}$  und einem Bleiabsorber in Kammermitte werden auf das Vorkommen von Teilchen mit einer Masse zwischen der der Elektronen und Protonen untersucht. In Seehöhe bei Tokyo (25,4° nördl. geom. Breite) bestehen 10 bis 20 % der energiereichen Teilchen aus Elektronen und Protonen, der Rest aus schweren Teilchen beiderlei Vorzeichens. Diese besitzen größere Durchdringungsfähigkeit in Blei, und kleinere spezifische Ionisation als Protonen gleichen  $H \cdot \rho$ . Die Teilchen scheinen beim Zusammentreffen mit Materie kaum zu strahlen und verhalten sich mehr wie Protonen als wie Elektronen. Bei hoher Energie ist ihre spezifische Ionisation gleich der der Protonen. Aber ihre Reichweite in Blei ist kritisch in bezug auf die Massendifferenz der Teilchen. Es wurde bisher nur eine Spur gefunden, die sich für die Massenbestimmung eignete. Sie ergab  $\frac{1}{7}$  bis  $\frac{1}{10}$  der Protonenmasse für dieses Teilchen. Weitere Beobachtungen werden diskutiert. Zweifellos besteht ein großer Teil der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlen aus diesem neuen Teilchen. *Kolhörster.*

**P. Scherrer, H. Staub und H. Wäffler.** Über Dauerregistrierungen der Höhenstrahlung auf Jungfraujoeh (3456 m ü. M.). Helv. Phys. Acta 10, 425—430, 1937, Nr. 5. (Phys. Inst. E. T. H. Zürich.) Zwei Meßreihen von je 500 Registrierstunden mit einer automatisch arbeitenden Steinke-Apparatur lassen keinen täglichen Gang der Ultrastrahlungsintensität erkennen. *Rau.*

**W. H. Pickering.** The Production of Cosmic-Ray Showers at Great Dephts. Phys. Rev. 52, 1131—1134, 1937, Nr. 11. (Inst. Technol. Pasadena. Cal.)

Höhenstrahlenschauer von wenigstens drei Strahlen wurden mit Zählrohren bis zu 30 m Wassertiefe in einem Tunnel bei Pasadena gemessen. Die Zahl der Schauer nimmt mit der Tiefe ebenso ab wie die Zahl der vertikalen Koinzidenzen. Selbst in den ersten Metern zeigt sich keine besonders auffällige Abnahme der relativen Zahl der Schauer. Die Wirkung von Blei auf Schauer in diesen Tiefen wird diskutiert.

*Kolhörster.*

J. Clay und M. A. van Tijn. Artificial radioactivity produced by cosmic rays. *Physica* 4, 909—912, 1937, Nr. 9. (Amsterdam.) Fünf 11 cm starke Eisenplatten, die nebeneinander liegen, werden so schnell als möglich auf eine seitlich und unten abgeschirmte Hochdruckionisationskammer (Argon 38 Atü), die den Ionisationsstrom alle Minuten registrieren kann und deren Ansprechgeschwindigkeit mit  $\gamma$ -Strahlung geprüft war, aufgeschichtet. Danach nimmt die Ionisation in der Kammer exponentiell ab und erreicht erst nach einigen Stunden ihren Endwert von 58 % der Ionisation ohne Eisenabsorber. Die Verff. erklären diese Abnahme, die eine Halbwertszeit von 8,6 min besitzt, durch ein von der Ultrastrahlung im Eisen erzeugtes radioaktives Element, dessen Menge in den unteren Eisenplatten durch die Absorption der Ultrastrahlung in den darüberliegenden herabgesetzt wird. — Nach dem Entfernen des Eisens sinkt der zuerst um 17 % größere Ionisationsstrom innerhalb von ungefähr 2 Stunden auf den Dauerwert ohne Eisen ab, um dann wieder anzusteigen, nach  $3\frac{1}{2}$  Stunden ein Maximum von 110 % zu erreichen und sich nach  $4\frac{1}{2}$  Stunden auf seinen Endwert einzustellen. Dieser eigentümliche Verlauf wird durch ein anderes radioaktives Produkt erklärt, das von den durch Protonen im Eisen ausgelösten Neutronen erzeugt wird und das selbst wieder ein radioaktives Folgeprodukt hat, das die Ursache des Maximums nach  $3\frac{1}{2}$  Stunden ist. — Die Verff. weisen darauf hin, daß ihre Ergebnisse Eigentümlichkeiten des Barometereffektes und die scheinbare Radioaktivität vieler Stoffe zu erklären erlauben.

*H. Rathgeber.*

J. C. Street and E. C. Stevenson. New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron. *Phys. Rev.* (2) 52, 1003—1004, 1937, Nr. 9. (Res. Lab. Phys. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Versuche von Anderson und Neddermeyer hatten gezeigt, daß die Energieverluste der in den Schauern der Höhenstrahlung enthaltenen Partikel in Blei, bis zu  $400 \cdot 10^6$  e-V herauf, denen entsprechen, die die Theorie für Elektronen erwarten läßt. Andererseits zeigten Versuche der Verff. und jener erstgenannten Autoren, daß die in der Höhenstrahlung enthaltenen Einzelpartikel durchdringender sind als Schauerpartikel gleicher magnetischer Ablenkung. Daraus wurde der Schluß gezogen: die Schauerpartikel sind Elektronen, die Einzelpartikel sind es aber nicht. Aus der spezifischen Ionisation ergab sich indessen, daß die durchdringenden Partikel auch keine Protonen sein können. Es wurde die hypothetische Annahme erwogen, die Einzelpartikel hätten Elementarladung, aber eine Masse zwischen der des Protons und der des Elektrons. Eine Entscheidung sollte möglich sein, wenn es gelingt, die magnetische Ablenkung und die Dichte der Bahnspur solcher Einzelpartikel am Ende der Reichweite zu beobachten. Die Verff. unternahmen daraufhin Versuche, bei denen drei einzelne Zähler in einer Reihe vor einer Wilson-Kammer (im Magnetfeld) angeordnet waren; zwischen dem zweiten und dritten Zähler befanden sich 10 cm Pb, um die Schauerpartikel zu absorbieren. Die in der Mitte durch einen Pb-Absorber unterteilte Kammer wurde nur durch eine Koinzidenz ausgelöst. Um aber zu erreichen, daß nur Bahnspuren aufgenommen wurden, die in der Kammer endeten, befanden sich auf der anderen Seite der Kammer weitere Zähler. Die Auslösung der Kammer unterblieb bei einer Auslösung aller Zähler. Unter 1000 Aufnahmen fanden die Verff. (außer einer Bahnspur



eines Protons) eine Spur, deren Ionendichte das Sechsfache der Elektronenspuren betrug, bei einem Wert von  $H \cdot \rho$  gleich  $9,6 \cdot 10^4$  Gauß · cm. Unter der üblichen Annahme, daß die Ionendichte umgekehrt proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist, ergibt sich eine Masse vom 130fachen der Ruhemasse des Elektrons. Ein Proton kann die Spur nicht verursacht haben, denn aus dem  $H \cdot \rho$ -Wert folgt für ein solches eine Energie von  $4,4 \cdot 10^5$  e-V, d. h. 1 cm Reichweite, während in der Kammer 7 cm gut zu beobachten waren. *Weiss.*

**Ph. H. Kuenen.** On the total amount of sedimentation in the deep sea. *Sill. Journ.* (5) 34, 457—468, 1937, Nr. 204. (Geol. Inst. Groningen.) *Dede.*

**Brysson Cunningham.** River Flow around Bends. *Nature* 140, 728—729, 1937, Nr. 3547. (Beckenham, Kent.) Bei Flußkrümmungen ist im Gegensatz zu einer noch heute weitverbreiteten Ansicht die Wassergeschwindigkeit in den äußeren Bereichen geringer als in den inneren. Dies erklärt sich nach James Thomson dadurch, daß die Verhältnisse ähnlich wie bei einem freien Wirbel liegen; die Überlegungen sind durch Versuche vollständig bestätigt. Die Erosion des Außenufers kann also nicht durch ein Ansteigen der Geschwindigkeit parallel zum Ufer erklärt werden; Erosion und Ablagerung kommen durch Querbewegungen zustande, die ihre Ursache darin haben, daß in den Randschichten die Wasserteilchen kinetische Energie verlieren und wegen des höheren Druckes am äußeren Rand zusammen mit dem Geschiebe zum Innenufer gedrängt werden. *Weinblum.*

**August Schmauss.** Ganzheitsbetrachtungen in der Meteorologie. *Forschgn. u. Fortschr.* 13, 406—407, 1937, Nr. 34. (Univ. München.) *Dede.*

**W. W. Shoulejkin.** On the theory of monsoons. II. The vertical distribution of velocities. *C. R. Moskau (N. S.)* 16, 305—309, 1937, Nr. 6. (Inst. Geogr. Acad. Moscow.) In seiner ersten Mitteilung (vgl. diese Ber. S. 138) hatte der Verf. für die Abhängigkeit der Horizontalgeschwindigkeit der Monsunströmung von der Höhe eine Sinusfunktion angenommen. In der vorliegenden Mitteilung werden dafür für den Küstenbereich aus den Stokes-Navierschen Gleichungen unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Druckgradienten von der mit dem Abstand vom Zentrum des Sees bzw. der Insel variierenden Höhe der aktiven Schicht und unter Annahme eines ohne Vermischung mit der oberen Schicht erfolgenden Ausgleiches zwischen der unteren Monsunströmung und der oberen Rückströmung genauere Ausdrücke für die radiale und tangentielle Komponente der Geschwindigkeit abgeleitet. Sie unterscheiden sich nicht sehr viel von einer Sinusform. Die Zusammensetzung beider Komponenten zeigt auch die Drehung der Strömungsrichtung mit der Höhe. Eine weitere Modifikation der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Höhe wird aus der den tatsächlichen Verhältnissen besser entsprechenden Annahme, daß in der oberen Schicht der Austauschkoefizient größer und damit auch ihre der Ekman'schen Reibungstiefe entsprechende Schichtdicke größer als in der unteren Schicht ist, abgeleitet. *F. Steinhauser.*

**H. Landsberg.** Airmass climatology for Central Pennsylvania. *Gerlands Beitr.* 51, 278—285, 1937, Nr. 2/3. (School Min. Ind. State Coll. Penn.) Aus einer fünfjährigen Luftmassenanalyse ergab sich, daß in Zentral-Pennsylvanien am häufigsten modifizierte kanadische Polarluft vorkommt (14,8 % im Jahr, 19,3 % im Frühling, 12,1 % im Herbst). Reine kanadische Polarluft ist beinahe ebenso häufig (13,9 % im Jahr), sie ist im Winter aber viel häufiger (23,2 %) als im Sommer (5,0 %). Sehr häufig sind auch Mischluftmassen (12,2 %) und indifferente Luft (11,1 %). Die verschiedenartigen kontinentalen Luftmassen überwiegen, abgesehen vom Mai, Juni, September und November, in allen Monaten und besonders stark im Winter über die maritimen. Polare Luftmassen sind in den einzelnen Monaten



2 $\frac{1}{2}$ - bis 4 $\frac{1}{2}$ mal häufiger als tropische; besonders im Frühling und auch im Winter sind polare und tropische Luftmassen viel häufiger als andere. Von Oktober bis April kommen frische Luftmassen viel häufiger vor als modifizierte und indifferente. Im Sommer ist es umgekehrt.

*F. Steinhauser.*

**W. Köppen.** Die periodischen Schwankungen der Jahrestemperatur in Mitteleuropa von 1761 bis 1936. Meteorol. ZS. 54, 418—421, 1937, Nr. 11. Berichtigung ebenda S. 492, Nr. 12. Die Untersuchung der 11 $\frac{1}{2}$ jährigen Temperaturzyklen seit 1769 in Mitteleuropa ergab, daß das wärmste Jahr jedes Zyklus mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\frac{2}{3}$  auf eines der 4 Jahre um das Sonnenfleckenminimum fällt, die kältesten Jahre aber ziemlich regellos verteilt sind. In den Perioden 1803—1846 und 1891—1935 war der 11 jährige Zyklus in bezug auf den Eintritt des wärmsten Jahres recht gut ausgeprägt, in den übrigen Zeitabschnitten aber kaum merklich. Die Untersuchung der Lustrenmittel der Temperatur seit 1761 zeigte auch einen 45 jährigen Temperaturzyklus. Merkwürdigerweise häufen sich in den Jahren nach dem Temperaturmaximum dieser Zyklen die strengen Winter, während in den 20 Jahren vor dem Maximum jedes Zyklus nur einmal ein strenger Winter vorkam.

*F. Steinhauser.*

**S. L. Malurkar.** Study of instability in layers of fluids when the lower surface is heated. Gerlands Beitr. 51, 270—277, 1937, Nr. 2/3. (Agra, India.) Es wird theoretisch abgeleitet, daß über einer erhitzten Fläche, wenn die Temperaturverteilung nahe der Fläche einer hyperbolischen Sinuskurve entspricht, größere Temperaturdifferenzen sich halten können, als wenn die Temperaturverteilung linear wäre.

*F. Steinhauser.*

**B. Haurwitz.** The oscillations of the atmosphere. Gerlands Beitr. 51, 195—233, 1937, Nr. 2/3. (Toronto.) Die Ableitungen werden für eine autobarotrope Atmosphäre auf einer kugelförmigen Erde unter den Annahmen, daß die Temperatur in den einzelnen Niveaus über der ganzen Erde konstant ist und daß die Bewegungen quasistatisch erfolgen, wobei als Gleichgewichtszustand der Ruhezustand gelten soll, durchgeführt. Die Lösungen werden als Kugelfunktionsreihen dargestellt. In der einfach geschichteten Atmosphäre und bei Unabhängigkeit der Wellenbewegung von der geographischen Länge werden durch die Erdrotation gegenüber ruhender Erde die Periodenlängen der zonalen Schwingungen beträchtlich verkürzt, besonders die von Schwingungen niedrigerer Ordnung. Die Periodenlängen nehmen mit abnehmender Oberflächentemperatur zu. In einer durch eine innere Diskontinuitätsfläche in zwei Schichten geteilten Atmosphäre ist bei nicht-rotierender Erde die Länge der Periode der Schwingung an der inneren Sprungschicht viel größer als an der freien Oberfläche. Bei rotierender Erde wird das Verhältnis noch vergrößert; die Perioden selbst werden aber kürzer. Die Länge der Periode wächst rasch mit abnehmender Temperaturdiskontinuität. An Sprungschichten in geringen Höhen der Atmosphäre ist der Ausschlag der Schwingung viel größer und im entgegengesetzten Sinne wie der der freien Oberfläche. Bei Sprungschichten in größeren Höhen mit beträchtlichen Temperaturdiskontinuitäten verkleinert sich das Verhältnis beträchtlich. Außer den zonalen Schwingungen werden auch tesserale behandelt. Es ergeben sich Wellen erster Klasse, die westwärts, und solche, die ostwärts wandern; die letzteren haben auf einer rotierenden Erde längere Perioden. Die Wellen zweiter Klasse wandern nur westwärts; sie haben längere Perioden als die erster Klasse und scheinen daher zur Erklärung mancher empirisch gefundener Wellen befähigt. Die Periodenlängen nehmen mit steigender Temperatur ab. Für höhere Ordnungen wird für die Perioden der Schwingungen eine Formel abgeleitet; für Schwingungen niedriger Ordnungen sind sie in Tabellen angegeben. Die internen Wellen an einer Diskontinuitätsfläche haben längere Dauer. Es wird

vermutet, daß die Gezeitenbewegungen nicht adiabatisch verlaufen. Damit sie auto-barotrop sind, ist nur notwendig, daß sie einem polytropen Gesetz zwischen dem adiabatischen und den Isothermen folgen.

*F. Steinhäuser.*

**W. Dammann.** Nasse und trockene Perioden im Harz in Abhängigkeit von der Wetterlage. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 8, 33 S., 1937. Einleitend wird eine allgemeine Übersicht über die Niederschlagsverhältnisse im Harz gegeben. Die Zahl der kurzen Niederschlagsperioden ist an den niederschlagsarmen Stationen größer als an den niederschlagsreichen, und umgekehrt ist es bei den langen Niederschlagsperioden. Die Zahl der Trockenperioden nimmt dagegen gleichmäßig in allen Periodenlängen von den niederschlagsarmen zu den niederschlagsreichen Stationen ab. Es werden drei Gruppen von nassen Perioden unterschieden und eingehender untersucht: 1. solche mit großen täglichen Niederschlagsmengen zyklonischen Ursprungs. Die Tiefdruckgebiete erstrecken sich dabei über die Nord- und Ostsee bis zum finnischen Meerbusen. Der Kern des Tiefs liegt am Anfangstag der Periode vor dem nördlichen Eingang der Nordsee, am Mitteltag über der Nordsee und am Endtag über der mittleren Ostsee. 2. Nasse Perioden mit großen täglichen Niederschlagsmengen, gewitterigen Ursprungs; Luftdruckminima im nordöstlichen Frankreich, West- und Norddeutschland und im westlichen Polen, am Morgen des Gewittertages über Westdeutschland sackförmiger, flacher Ausläufer einer nördlichen Depression, die sich nach Polen verlagert. 3. Nasse Perioden mit geringen täglichen Niederschlagsmengen und größeren Unterschieden in der Zahl der Niederschlagstage an den einzelnen Stationen. Das Verbreitungsgebiet der Minima erstreckt sich dabei über nahezu alle Zugstraßen. Die Druckverteilung ist bei kleineren Gradienten der ersten Gruppe sehr ähnlich. Bei trockenen Perioden liegt über Mitteleuropa eine kräftige Antizyklone. Bei den drei Gruppen von nassen Perioden zeigen sich auch charakteristische Unterschiede in der regionalen Niederschlagsverteilung. Aus 25 jährigen Beobachtungen wurden Jahresgänge der täglichen Häufigkeitswerte von niederschlagbringenden Wetterlagen, von Niederschlagshäufigkeiten und von täglichen Niederschlagsmengen abgeleitet.

*F. Steinhäuser.*

**W. Knochenhauer.** Dürre und Dürreperioden 1934. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 9, 23 S., 1937. Nach einer Kritik und Feststellung der Unzulänglichkeit der nur auf die Niederschlagsverhältnisse gestützten Dürredefinition von Hellmann und der Dürrezahlen von W. Schmidt wird eine neue auf Temperatur und Feuchtigkeit gegründete Definition der Dürreperioden gegeben. Sie sind danach als niederschlagsarme Zeiten von mindestens 4 Tagen Dauer gekennzeichnet, die durch starken Temperaturanstieg und gleichzeitigen Abfall der relativen Feuchtigkeit unter 40 % eingeleitet werden. Geringe Schwankungen, die nicht länger als 2 Tage dauern, werden nicht als Unterbrechung der Dürreperioden angesehen. Neben den kurzfristigen „Dürreperioden“ wird eine sich über Monate hinziehende und besonders im Ertrag der Ernte in Erscheinung tretende „Dürre“ unterschieden. Auf Grund der neuen Definition werden für das Jahr 1934 sechs Dürreperioden festgestellt, die durch Verlagerungen des Azorenhochs verursacht worden sind. Ein Vergleich der nach den verschiedenen Definitionen festgestellten Dürreperioden zeigt eine starke Ähnlichkeit der Ergebnisse nach Hellmann und nach Schmidt untereinander. Eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Dürregebiet und Ernteertrag ergab sich aber nur bei den nach der Temperatur-Feuchte-Definition festgestellten Dürregebieten.

*F. Steinhäuser.*

**W. Kreutz und M. Rohweder.** Korrelationsanalyse des Temperatur- und Feuchtigkeitsverlaufes in extrem verschiedenen Böden und in der bodennahen Luft. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1,

Nr. 9, 20 S., 1936. In und über extremen Böden aus Humus, Lehm und Sand wurden Messungen der Temperatur und Feuchtigkeit angestellt, um Beziehungen zur Bodentiefe, Abhängigkeiten von Meß- und Tageszeit und von den Verhältnissen der bodennahen Luftschicht und das Verhalten von Temperatur und Feuchtigkeit zueinander abzuleiten. Die Ergebnisse werden nach Schwankungsgrößen, nach Korrelationsgrößen und nach Funktionsgleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgewertet. Während die Temperatur über den verschiedenen Bodenarten keine wesentlichen Unterschiede zeigte, war die Mitteltemperatur im Humus beträchtlich höher als im Sand und in diesem etwas höher als im Lehm. Die mit der Bodentiefe abnehmenden Varianzen waren im Sand am größten und im Humus am kleinsten. Von außen verursachte kurzfristige Temperaturschwankungen sind in 10 cm Tiefe am besten ausgeprägt. Der Feuchtigkeitsgehalt von Sandboden ist nur sehr gering, der von Lehm dreimal und der von Humus zwölfmal so groß. In Sand war die Feuchtigkeit in allen Tiefen gleich, im Humus nahm sie mit der Tiefe stark zu. Mit zunehmender wasserhaltender Kraft nimmt auch die Variationsbreite der Temperatur zu. *F. Steinhäuser.*

**Karl Schmiedel.** Stratosphärische Steuerung und Wellensteuerung. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) 9, 1—102, 1937, Nr. 1; auch Diss. Die Arbeit verfolgt den Zweck, Beziehungen zwischen den Ansichten von der stratosphärischen Steuerung und von der Wellensteuerung aufzudecken und so zum Ausgleich der beiden Auffassungen über die Bestimmung und Beeinflussung von Witterung und Wetterverlauf beizutragen. Die Hauptursache für die stratosphärische Steuerung wird bekanntlich darin gesehen, daß in der gemäßigten Zone die Störungen des Gleichgewichts des auf Strahlungswirkung und damit auf die Temperaturverteilung zurückgehenden Kraftfeldes der Massenverteilung mit dem Kraftfeld der Corioliskräfte der vertikalen Windverteilung am größten in der Stratosphäre und Substratosphäre sind. Durch diese Störungen werden Luftdruckverteilung und ihre Änderungen und damit auch die Wetterentwicklung bestimmt. Dabei wird zwischen dem Einfluß der quasistationären mittleren stratosphärischen Massenverteilung, die die Bewegungssteuerung (maßgebend für die Großwetterlage) verursacht, und dem Einfluß der Störungen dieser Massenverteilung, die die Gleitsteuerung (maßgebend für das eigentliche Wettergeschehen) verursacht, unterschieden. Die Vertreter der Wellensteuerung nehmen an, daß sowohl in der Stratosphäre wie auch in der Troposphäre wellenartige Störungen als primäre Vorgänge auftreten können und daß dabei die Druckwellen mit langer Schwingungsdauer wesentlichen Einfluß auf die Großwetterlage und die mit kürzerer Schwingungsdauer aber auf die eigentliche Wettergestaltung haben. Die Existenz der wellenartigen Luftdruckschwankungen kommt in den Symmetriepunkten des Luftdruckverlaufs zum Ausdruck, die damit ein wertvolles Hilfsmittel für die Wettervorhersage auf Grund der Wellensteuerung darstellen. Von langperiodischen Luftdruckschwankungen ist eine 24 tägige Welle polaren Ursprungs, die thermischen und niedrigtroposphärischen Charakters ist und sich nordsüdwärts mit abnehmender Intensität fortpflanzt, festgestellt worden. In ähnlicher Weise zeigt sich auch eine 20 tägige Welle. Eine 36 tägige Welle, die zonal schwingt, praktisch als stehende Welle betrachtet werden kann und mit zunehmender Höhe eine immer größere Rolle spielt, konnte mit freien Schwingungen der Erdatmosphäre in Beziehung gebracht werden. An mehreren Beispielen wird gezeigt, daß die langperiodischen Druckwellen die Ursache für eine stratosphärische Steuerung der Steig- und Fallgebiete des Luftdruckes bilden und daß diese Steuerung im Sinne der Vorstellung von der Symmetrie des Luftdruckverlaufs periodisch erfolgt; es gibt also auch Symmetriepunkte der Steuerung. Die kürzeren Wellen von zwei- bis vier-, sechs-



und achttägiger Schwingungsdauer werden von den langperiodischen gesteuert, und daraus wird gefolgert, daß auch die Gleitsteuerung eine Wellensteuerung ist.

*F. Steinhäuser.*

**Edgar W. Woolard.** *Physical Interpretation of the Weather.* Journ. appl. Physics 9, 5—15, 1938, Nr. 1. (Weather Bur. Wash.) *Dede.*

**P. Gruner.** *Photometrie des Purpurlichtes. II. Teil. Gerlands Beitr.* 51, 174—194, 1937, Nr. 2/3. (Bern.) Es werden die Ergebnisse zahlreicher selenzellenphotometrischer und im Vergleich dazu die visuellen Beobachtungen wie auch die mit dem Dämmerungsphotometer gewonnenen Beobachtungsergebnisse über den Verlauf der Purpurlichtintensität und der vertikalen Ausdehnung des Purpurlichtes von  $\frac{1}{2}^\circ$  zu  $\frac{1}{2}^\circ$  Sonnentiefe in Tabellen und in graphischen Darstellungen mitgeteilt. Nur Purpurlicht von Intensitäten  $> 1,5$  erstreckt sich bis etwa  $60^\circ$ , und das Maximum dieser Höhe wird durchschnittlich bei  $-3^\circ$  Sonnentiefe erreicht. Die Intensität des Rot/Grün-Verhältnisses nimmt mit der Höhe und auch mit der Entfernung vom Sonnenvertikal ab. Genaue Bestimmungen der Filterdurchlässigkeitskurven, der Intensitätsverhältnisse im Rot, Grün und Blau bei Belichtung mit weißem Licht und der absoluten Empfindlichkeit des Dämmerungsphotometers ermöglichten die Berechnung der Farbe des Purpurlichtes nach den Methoden der trichromatischen Farbenbestimmung und damit für jede Sonnentiefe die Bestimmung des Farbortes im Farbdreieck, des Farbtones, der entsprechenden spektralen Wellenlänge, der absoluten Sättigung und der Leuchtdichte. Die visuelle Intensität des Purpurlichtes kann wesentlich durch die bestimmte Sättigung charakterisiert werden. Das Auftreten intensiven Purpurlichtes ist an das Vorhandensein eines die ganze Sichtzone umfassenden Hochdruckgebietes gebunden. Das Purpurlicht wird begünstigt, wenn das Hochdruckgebiet nur langsam sich verändert und wenn sein Kern auf der der Sonne entgegengesetzten Seite des Beobachters liegt.

*F. Steinhäuser.*

**Georges Déjardin, Albert Arnulf et D  m  tre Cavassilas.** *Coefficient d'absorption et température moyenne de l'ozone atmosphérique.* C. R. 205, 809—811, 1937, Nr. 18. Während eines Aufenthaltes am Mont Blanc-Massiv in 3167 m Höhe am 19. Juli 1936 photographierten die Verff. das Sonnenspektrum zu verschiedenen Tageszeiten mit einem Quarzspektrographen, der speziell auf Vermeidung des diffusen Lichtes konstruiert war, um das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums gut zu erhalten. Die Dispersion liegt zwischen 7   /mm (3200   ) und 45   /mm (6000   ). Die Platten wurden durch vor den Spalt gesetzte Graukeile kalibriert und ausphotometriert. Es konnte für jede durchstrahlte Luftschicht die Kurve der optischen Dichte der Atmosphäre als Funktion der Wellenlänge konstruiert werden. Die vorliegende Mitteilung umfaßt die Resultate im Gebiet 3326 bis 3135   . Die Absorptionsmaxima des Ozonspektrums werden nicht von der Temperatur beeinfl  t. Die Dicke der Ozonschicht in vertikaler Richtung beträgt 0,290 cm, bezogen auf Normaldruck und -Temperatur. Die Absorptionsminima sind in der Atmosphäre ausgeprägt als im Laboratorium bei gewöhnlicher Temperatur (gemessen von Ny Tsi-Ze und Choong Shin-Piauw). Unter Zugrundelegung linearer Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten in den Minima von der Temperatur berechnet sich die mittlere Temperatur des Ozons in der Atmosphäre zu  $-35^\circ$  bis  $-45^\circ$ .

*Ritschl.*

**Georges Déjardin et Albert Arnulf.** *Sur le spectre d'absorption ultraviolet de l'ozone atmosphérique.* C. R. 205, 1000—1002, 1937, Nr. 21. Nach den Ergebnissen der Verff. besteht kein nennenswerter Unterschied zwischen den im Violett liegenden atmosphärischen Ozonbanden und den im Laboratorium beobachteten Spektren.

*Verleger.*



**Georges Déjardin, Albert Arnulf et René Falgon.** Sur l'absorption atmosphérique et les coefficients d'absorption de l'ozone dans le spectre visible. C. R. **205**, 1086—1088, 1937, Nr. 22. Der Absorptionskoeffizient des Ozons hängt zwischen 5350 und 6260 Å stark von der Temperatur ab. Man muß diese Abhängigkeit bei der Berechnung des Ozongehalts der Luft berücksichtigen. Die Verf. wenden diese Korrektur auf die Berechnung der Ozonmenge der Atmosphäre an.

*Frerichs.*

**L. Herman et Mme Herman-Montagne.** Remarque sur une interprétation possible des bandes de l'ozone. C. R. **205**, 1056—1057, 1937, Nr. 22. Nach der von London aufgestellten Regel, daß bei dreiatomigen symmetrischen Molekülen das aus der Energie des Systems herrührende Potential sich linear als Funktion der Energien der einzelnen Bestandteile darstellen läßt, wurden die Absorptionsbanden des Ozons aus den entsprechenden Banden des zweiatomigen Sauerstoffs berechnet.

*Frerichs.*

**Rudolf Stange.** Messungen mit dem Bergmannschen Sichtmesser. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) **8**, 287—345, 1937, Nr. 5; auch Diss. Beim Bergmannschen Sichtmesser dient als Maß für die Sichtweite die Stärke der Abblendung eines direkt auf eine Selen-Sperrschicht-Photozelle fallenden Lichtbündels, die notwendig ist, um den dadurch erzeugten Photostrom dem in einer zweiten Photozelle von einem durch eine bestimmte Luftschicht hindurchgegangenen und dadurch geschwächten Lichtbündel angeregten Photostrom anzugleichen. Die Meßstrecke beträgt dabei 20 m. Die am Apparat bestimmten Blendenskalenteile und die damit gegebenen Trübungsgrößen sind proportional den Logarithmen der geschätzten Sichtweiten. An ungestörten Strahlungstagen ist die Trübungsgröße nachts und tagsüber nahezu konstant, unmittelbar nach Sonnenaufgang erfolgt ein rascher Abfall von hohen Nachtwerten zu niedrigen Tageswerten, und in ähnlicher Weise vollzieht sich vor Sonnenuntergang der Rückschlag. An bedeckten Tagen erfolgen die Übergänge am Morgen und Abend nur allmählich. Niederschlag erhöht die Trübung stark, die Werte werden aber nicht viel größer als die nächtlichen Trübungsgrößen. Die trübende Wirkung der Atmosphäre verursachen Ionen, Staub und Hydrometeore. Der Rückgang der Trübung nach Sonnenaufgang erklärt sich durch Abtrocknung und der Anstieg bei Sonnenuntergang durch das mit der Temperaturabnahme und gleichzeitigen Feuchtigkeitszunahme verbundene Aufquellen der hygroscopischen Trübungsteilchen. Damit ist auch die Beziehung der Sichtweiten zu Strahlung, Temperatur und Feuchtigkeit gegeben. Die Meßergebnisse werden zur Berechnung der Extinktionskoeffizienten und der Trübungsfaktoren mit Hilfe des Extinktionsgesetzes ausgewertet.

*F. Steinhäuser.*

**Karl Schultze.** Über die Entstehung der Eis- und Salz-Ausblühungen. Meteorol. ZS. **54**, 423—426, 1937, Nr. 11. (Hygien. Staatsinst. Hamburg.) Verf. verweist auf Berichte über Beobachtungen, nach denen Stengeleisbildungen nicht nur an wasserführenden Hängen, sondern auch anderswo vorkommen können. Im Gegensatz zur Ansicht *Rossmanns* wird dort angenommen, daß das Wasser nicht durch überlastenden Druck herausgepreßt, sondern kapillar herbeigeführt wird. Die verschiedenen Arten von Stengeleis stellen Formen von Eisausblühungen dar, die ihrer Entstehung nach mit den Salzausblühungen eng verwandt sind. Es wirken bei letzteren der infolge Verdunstung des Lösungsmittels zur Oberfläche wandernde Flüssigkeitsstrom und der die daraus sich ergebende Konzentrationszunahme wieder abbauende Diffusionsstrom nach innen zusammen. Das Gleichgewicht zwischen beiden Vorgängen kann durch Änderungen der Verdunstungsgeschwindigkeit oder des Dispersitätsgrades des Untergrundes leicht verschoben werden, und damit wird die Form der Ausblühungen wesentlich beeinflusst.

Zur Bildung von Salzausblühungen in Form von Fasern oder Stengeln darf die Verdunstungsgeschwindigkeit nicht zu groß, aber auch nicht zu klein sein. Bei Eisausblühungen treten als wirksame Faktoren an Stelle von Verdunstung und Diffusion die Wärmeabfuhr in umgebende kalte Luft und die Wärmezufuhr aus dem Bodeninnern.

*F. Steinhäuser.*

**H. Berg.** Wolkenschichtung und Wolkenstruktur. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 8, 33 S., 1937. Aus dem bei den täglichen Wetterflügen in Köln gewonnenen Beobachtungsmaterial wurden als Haupthöhen für die unteren Wolkengrenzen die Niveaus von 300, 800, 1400, 2700 und 3900 m und für die oberen Grenzen bei Bewölkung  $\geq 7$  die Höhen 1700, 3500 und 4700 m festgestellt. Die drei untersten Hauptniveaus der Wolkengrenzen werden auf Einflüsse des Untergrundes, die übrigen aber auf Wirkungen der allgemeinen Zirkulation oder einer rhythmischen Sedimentation von Staub zurückgeführt. Die durchschnittliche Wolkenmächtigkeit betrug ungefähr 800 m. Für die Temperaturen an den unteren und oberen Wolkengrenzen werden Häufigkeitsverteilungen angegeben, die den Gaußschen Verteilungskurven ähnlich sind. Als Mittelwerte der Temperaturen ergaben sich für die unteren Wolkengrenzen im Winter  $-1,26^\circ$  und im Sommer  $2,46^\circ$ , und für die Oberflächen der Wolken im Winter  $-4,33^\circ$  und im Sommer  $-1,10^\circ$ . Mit Temperaturen um  $0^\circ$  fallen relativ häufig Wolkenoberflächen zusammen, was damit erklärt wird, daß beim Übergang vom flüssigen zum festen Aggregatzustand Anlaß zur Bildung von Inversionen gegeben ist, die Vertikalbewegungen und den Austausch hemmen und damit die Möglichkeit zur Schrumpfung über der Inversion geben. In mehr als  $\frac{2}{3}$  der Fälle trat Nimbostratusbildung in einheitlichen Luftmassen bei ungefähr feuchtadiabatischen Gradienten ein, in etwas weniger als  $\frac{1}{3}$  der Fälle aber in Übergangsluft, wobei auch innerhalb der Wolke Inversionen vorkamen. Die Nimbostratusbildung ist hauptsächlich auf Aufgleitvorgänge zurückzuführen. Bei Temperaturen über  $0^\circ$  bestehen die Wolkenelemente aus Tröpfchen, darüber liegen bei Temperaturen unter  $0^\circ$  Kristalle und Graupel und in größeren Höhen Vollkristalle. Bereits wenig unter dem Gefrierpunkt überwiegen schon die Kristalle beträchtlich über Wassertröpfchen und auch über Graupel. *F. Steinhäuser.*

**Friedrich Lauscher.** Dampfdruck und Ausstrahlung in einem Gebirgsland. Gerlands Beitr. 51, 234—249, 1937, Nr. 2/3. (Wien, Zentralanst. f. Meteorol. u. Geodynamik.) Verf. hat auf Grund der im österreichischen Beobachtungsnetz in den Jahren 1918 bis 1927 gewonnenen Feuchtigkeitswerte für verschiedene Höhenstufen mittlere Jahresgänge des Dampfdruckes abgeleitet. Daraus ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung mit der Hannschen Formel für die Dampfdruckabnahme mit der Höhe im Gebirge; nur in Höhen über 2000 m zeigen sich Abweichungen um etwas mehr als 4 %. Die regionale Verteilung des Wasserdampfes ist für Januar, April, Juli und Oktober in Anomalienkarten dargestellt. Im Januar sind die Gebiete nördlich der Donau, die Voralpen, die nördlichen Kalkalpen, Vorarlberg und die südlichen Grenzgebiete von Österreich wasserdampfreich, die inneren Alpentäler, das Zentralalpengebiet und das östliche Grenzgebiet aber wasserdampfarm. Im Juli sind die mittleren Gebiete des Voralpenlandes, die nördlichen und östlichen Teile von Niederösterreich, das Rheintal und Vorarlberg, die norischen Alpen, das oberste Inn- und Salzachtal wasserdampfarm, fast das ganze übrige Gebirgsland und der Alpenostrand im Burgenland und in Steiermark sind aber wasserdampfreich. Mit Hilfe der Mittelwerte des Dampfdruckes und der Temperatur wird auf Grund der Ångströmschen Formel für Januar und Juli für die verschiedenen Höhenstufen die Größe der Ausstrahlung bei wolkenfreiem Himmel berechnet. Sie zeigt eine bemerkenswerte Gleichheit in allen Seehöhen.

*F. Steinhäuser.*

**N. Rosenblum.** Die Bestimmung der Größe und der Ladungen von Staub- und Nebelteilchen. *Techn. Phys. USSR.* 4, 564—568, 1937, Nr. 7. (Karpow-Inst. phys. Chem.) Verf. entwickelt eine neuartige Methode zur einfachen und schnellen Messung der elektrischen Ladung und der Teilchengröße von Aerosolen. Während bisher derartige Messungen nur mittels der zwar genauen, aber auch ziemlich zeitraubenden Millikanschen Methode ausgeführt worden sind, benutzt der Verf. in Anlehnung an die von Petrijanow (*Kolloid-ZS.* 65, 171, 1933) angegebene „photographische Oszillationsmethode“ die Einwirkung eines horizontal liegenden elektrischen Wechselfeldes auf ein im Schwerfeld fallendes geladenes Teilchen. Bei geeigneter Frequenz der angelegten Wechselspannung führt das fallende Teilchen gleichzeitig eine seitliche Schwingung aus, die bei seitlicher Beleuchtung als stetiger leuchtender Strich zu erkennen ist. Man beobachtet das Teilchen mittels eines horizontalen Mikroskopes mit Okularnetz und bestimmt einerseits mittels Stoppuhr die Fallgeschwindigkeit des Teilchens, andererseits visuell die oben genannte Strichlänge, d. h. die doppelte Schwingungsamplitude des Teilchens. Aus der Fallgeschwindigkeit wird mit Hilfe des Stokesschen bzw. des Cunningham'schen Gesetzes die Teilchengröße und danach aus der Schwingungsamplitude sowie der Periode und der Feldstärke der angelegten Wechselspannung die Ladung des Teilchens erhalten. Eine genaue Diskussion aller möglichen Fehlerquellen zeigt, daß die neue Methode, wofern man nicht sehr große Genauigkeit verlangt, stets anwendbar ist. Infolge der Einfachheit und Schnelligkeit der Messung ist die Methode im Freien, im Betriebe usw. anwendbar, was infolge des praktischen Interesses an der Bestimmung der Ladung von Aerosolen wichtig sein kann. Einige diesbezügliche von den Verff. an Flugasche durchgeführte Messungen werden mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß die Ladung der Flugasche rein triboelektrischen Ursprungs ist (Zunahme der Ladung mit der zweiten Potenz des Teilchendurchmessers). *Bomke.*

**Heinz Lettau.** Weiterführung der Freiballon-Untersuchungen über effektiven Vertikalaustausch und Luftmassen-Alterung mit Anwendung auf die Frage der Land-Verdunstung. *Meteorol. ZS.* 54, 406—412, 1937, Nr. 11. (Leipzig.) Bei zwei Ballonfahrten am 17. Januar und 14. Februar 1937 in kontinental-arktischer Kaltluft wurden bei mehrfachen Auf- und Abstiegen Messungen der Staubzahlen mit einem Zeiss'schen Konimeter, Assmann-Psychrometer-Beobachtungen und Kerngehaltsbestimmungen mit einem kleinen Scholz'schen Kernzähler durchgeführt. Am 17. Januar war bei stabiler Inversionswetterlage die Nullhöhe, in der sich keine Änderung des Staub- und Kerngehaltes vom Vormittag zum Nachmittag zeigte, in etwa 400 m, während darunter eine Abnahme und darüber eine Zunahme erfolgte. Für die Kernzahlen ergab sich ein mittlerer vertikaler Fluß durch die Nullhöhe von  $3 \cdot 10^3$  n/cm<sup>2</sup> sec, ein mittleres vertikales Gefälle in 100 bis 700 m von 0,2 n/cm<sup>4</sup> und daraus ein effektiver Austauschkoeffizient von 18 g/cm sec; die entsprechenden Zahlen für den Staubgehalt waren 2,9 n/cm<sup>2</sup> sec,  $2 \cdot 10^{-4}$  n/cm<sup>4</sup>, 17,4 g/cm sec. Der vertikale Fluß war demnach für Kerne 15 mal und für Staub 4 mal geringer als im Sommer. Das Verhältnis von Staub- zu Kernzahl betrug 1 : 1000. Am 14. Februar entsprach die Temperaturverteilung einem fast adiabatischen Gradienten bis zu einer Abgleitinversion in 1100 m Höhe. Oberhalb der Inversion war nach einem Maximum in 900 m der Staubgehalt nahezu Null. In den unteren 1000 m betrug der vertikale Fluß für Kerne  $1,8 \cdot 10^5$  n/cm<sup>2</sup> sec und für absolute Feuchte  $4,6 \cdot 10^{-6}$  g H<sub>2</sub>O/cm<sup>2</sup> sec. Der effektive Austausch war mit 400 g/cm sehr hoch. Aus den Differenzen des Gesamtwassergehalts vom Boden bis zur Inversionshöhe zu verschiedenen Tageszeiten läßt sich die Landverdunstung bestimmen; sie betrug von 11 bis



12.30 Uhr 0,15 mm und von 12.30 Uhr bis 15 Uhr 0,52 mm. Zu dieser Verdunstung waren 40 % der Einstrahlungsenergie notwendig. Die Landverdunstung kann auch aus dem Gefälle der absoluten Feuchtigkeit und dem effektiven Austauschkoeffizienten berechnet werden.

*F. Steinhauser.*

**Rudolf Penndorf.** Beiträge zum Ozonproblem. Die Rolle des Ozons im Wärmehaushalt der Stratosphäre. Veröffentl. Geophys. Inst. Leipzig (2) 8, 181—285, 1936, Nr. 4; auch Diss. Der erste Teil behandelt den Aufbau der Stratosphäre bis 100 km Höhe. Direkte Messungen, neue theoretische Überlegungen und Untersuchungen der Nordlichtspektren ergaben, daß die Atmosphäre bis 100 km Höhe durchmischt sein muß und dieselbe Zusammensetzung wie am Boden hat. Nach den Ergebnissen aerologischer Aufstiege ist anzunehmen, daß im Mittel in dem unteren Teil der Stratosphäre Isothermie und im Sommer eine schwache Temperaturzunahme mit der Höhe herrscht, dabei können aber große, durch Advektion verursachte Änderungen von Tag zu Tag erfolgen. Im zweiten Teil wird durch Zusammenstellung aller derzeit gültigen Absorptionskoeffizienten des Ozons eine Übersicht über die Absorptionsverhältnisse im gesamten Spektrum gegeben und ihre Abhängigkeit von Druck und Temperatur erörtert. Danach werden die Absorptionskoeffizienten korrigiert. Der Verf. hält eine photochemische Bildung des Ozons durch Sonnenlicht für am wahrscheinlichsten und bespricht die Theorien von Chapman und Mecke. Nach einer Übersicht über die Ergebnisse der bisherigen Messungen werden die Verteilung des Ozons mit der Höhe, der Jahresgang, die Schwankungen von Jahr zu Jahr und die Zusammenhänge des Ozongehaltes mit der atmosphärischen Druckverteilung und mit dem Wetter besprochen und die Zusammenhänge von Ozongehalt und Sonnenspektrum diskutiert. Danach ist anzunehmen, daß die Strahlung unter 3000 Å etwa 16 % unter der Strahlung eines schwarzen Körpers von 6000° liegt. Zur Bestimmung des Wärmehaushaltes der Stratosphäre, die den Hauptteil der Arbeit darstellt, werden die Beiträge der Energiebilanzposten der Strahlung (Sonnenenergie, terrestrische Strahlung, Luftstrahlung), thermodynamischer (Kondensation, Gefrieren, Sublimation) oder dynamischer Vorgänge (Konvektion, Austausch, Advektion) und der molekularen, atomaren oder intramolekularen Vorgänge diskutiert und dafür mathematische Formulierungen gegeben. Die zur Erfassung der Wirkung der Ozonschicht auf den Wärmehaushalt der Stratosphäre durchgeführten Berechnungen der Strahlungsströme und ihrer Änderungen durch die Ozonabsorption ergaben, daß durch Absorption von UV-Sonnenstrahlung am stärksten die oberste Ozonschicht in 40 bis 50 km Höhe erwärmt wird; in den niedrigeren Schichten ist die Erwärmung geringer und wird durch Absorption im Sichtbaren verursacht. Die Erwärmung der oberen Schicht ist im Sommer etwa drei- bis sechsmal so groß wie im Winter. Sie ist dem Unterschied im Ozongehalt entsprechend im Frühling größer als im Herbst. Die Schicht der stärksten Erwärmung liegt immer über dem Schwerpunkt der Ozonosphäre. Die Erwärmung durch terrestrische Strahlung ist gering; sie betrifft nur die Schichten zwischen 25 und 40 km und zeigt einen parallelen Gang zur Ozonkonzentration. Die Ozonstrahlung wirkt bis 25 km Höhe ein wenig erwärmend, darüber aber mit der Höhe zunehmend stark abkühlend. Die Abkühlung beträgt in 50 km Höhe etwa  $\frac{1}{10}$  der Erwärmung durch Absorption der Sonnenstrahlung. Aus der Bestimmung der Strahlungsströme folgt, daß ein lokales Strahlungsgleichgewicht nicht existieren kann.

*F. Steinhauser.*

**C. Braak.** The climate of the Netherlands. F. Zonneschijn en bewolking. Meded. en Verh. Nederl. Meteorol. Inst. Nr. 102, 51 S., 1937.

*H. Israël-Köhler.*



**W. Kreutz.** Agrarmeteorologische Studien über Bestandsklima, über Windschutz und über Transpirationsverhältnisse im Gewächshaus. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 7, 42 S., 1937. Im ersten Teil wird über Messungen der Bodenfeuchtigkeit, der Bodentemperatur und der Verteilung der Lufttemperatur mit der Höhe in verschiedenen Beständen von Kulturpflanzen, in Sortenbeständen und in solchen mit verschiedener Saatstärke berichtet. Unter den Beständen herrscht höhere Bodenfeuchtigkeit als in unbearbeitetem Boden ohne Vegetation. Die Temperaturwerte sind auf eine Meßstelle im unbewachsenen Gebiet bezogen. Aus der Erforschung der durch die physiologischen Erscheinungen der Pflanzen geschaffenen Besonderheiten des pflanzennahen Klimas werden Folgerungen für Verbesserungsmöglichkeiten erhofft. Im zweiten Teil wird über Messungen der Auswirkungen des Windschutzes in mit verschiedenmaschigen, Ruppen abgezaunten Parzellen berichtet. Durch die Windschutzanlagen wird nicht nur die Windstärke, sondern auch der Kohlensäuregehalt und die Verdunstung vermindert, Bodenfeuchtigkeit und Bodentemperatur aber erhöht. In den windgeschützten Parzellen ist der Ertrag höher. Im dritten Teil werden Ergebnisse von Messungen zur Feststellung der Beeinflussung des Wasserhaushaltes der Pflanzen und ihrer Transpirationsverhältnisse durch meteorologische Faktoren in Gewächshäusern mitgeteilt.

*F. Steinhauser.*

**M. Rodewald.** Höhenwetterkarte und Wettervorhersage. Meteorol. ZS. 54, 485, 1937, Nr. 12; auch Ann. d. Hydrogr. 66, 42—48, 1938, Nr. 1. (Hamburg.) Aus der Erfahrung des praktischen Wetterdienstes werden 20 Regeln angeführt, die für eine Voraussage von Änderungen des Bodendruckfeldes aus der 500 mb-Höhenwetterkarte gelten. Diese Regeln werden aus einem Schema des thermischen Aufbaues des Höhendruckfeldes über einer Frontalzone, die sich von einem Einzugsgebiet an der Rückseite bis zum Delta an ihrer Vorderseite erstreckt und in ihrer Zugrichtung gesehen links von einem kalten Höhentiefdruck und rechts von einem warmen Höhenhochdruck flankiert wird, abgeleitet und begründet. An allgemeinen Regeln seien erwähnt: Im Divergenzgebiet der Höhenströmung erfolgt Druckfall am Boden, im Konvergenzgebiet Druckanstieg. Die Druckwellen pflanzen sich in Richtung der Höhenströmung fort, aber bedeutend langsamer als diese. Druckwellen im Jugendstadium folgen der gegebenen Höhenströmung genau. Verhältnismäßig kleinräumige und gut zentrierte Druckänderungsgebiete bewegen sich strenger nach dem Isopotentialenverlauf als großräumige. Zur Frontalzone gleichsinnig verlaufende Bodendrift erhöht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwellen und vermindert ihre Abweichung von der Höhenströmung. Bei Verschärfung der Frontalzone durch Heranwandern einer Fremdfront wandert das Druckfallgebiet im Frontalzonendelta relativ langsam und vertieft sich stark (Dreimasseneck). Weitere Regeln betreffen die Wirkung verstärkter oder abgeschwächter seitlicher Kalt- bzw. Warmluftzufuhr, die Wirkung von Umbiegungsstellen der Höhenströmung, von Trog- und Keilformen und die Rückwirkung von Bodendruckänderungen. Allem liegt die Anschauung zugrunde, daß eine automatische Adaption im Sinne von Shaw in der Atmosphäre nicht erfüllt ist, sondern daß alle feldmäßigen Druckänderungen in Abweichungen vom geostrophischen Wind begründet sind.

*F. Steinhauser.*

## Geophysikalische Berichte

**P. Raethjen.** 50 Jahre Zyklonentheorie und die gegenwärtige Entwicklung. Meteorol. ZS. 54, 492, 1937, Nr. 12. Berichtigung. Vgl. Phys. Ber. S. 461. *Dede.*

**O. Meisser.** Relative Schweremessungen mit Quarzglasstabpendeln in einem neuzeitlichen Vierpendelvakuumapparat. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena 1937, 31 S., Nr. 30. Die eingehende Arbeit gibt eine Beschreibung der Instrumente und Beobachtungsmethoden, die in der Reichsanstalt vom Verf. entwickelt wurden und eine Meßsicherheit von  $\pm 0,5$  mgal erreichen lassen. Wegen der zahlreichen Einzelheiten muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. *Riewe.*

**Amédée Guillet.** Détermination d'un réseau de valeurs de l'intensité  $q$  de la pesanteur centrée sur une station donnée. C. R. 205, 1123—1125, 1937, Nr. 23. Es wird eine neue Methode zur Schwerkräftmessung vorgeschlagen und kurz durchgerechnet. Die Anordnung besteht aus einem um eine Achse schwingenden Stab, auf dem zwei Massen in entgegengesetzter Richtung verschoben werden können. Durch die hiermit verbundene Veränderung des Trägheitsmomentes kann man Veränderungen der Schwerkraft kompensieren, falls man die Mittel für die notwendige Konstanzhaltung der Schwingungsdauer besitzt. Infolge der Kompensation der beiden Veränderungen läßt sich dann die Schwerkraftsänderung aus der meßbaren Verschiebung der Massen berechnen. *Schmerwitz.*

**Frank A. Perret.** An experimental „seismeter“. Sill. Journ. (5) 34, 469—474, 1937, Nr. 204. (St. Pierre, Martinique.) Zur Aufzeichnung der starken Erschütterungen in der Nähe von Vulkanen wurde ein „Seismeter“ verwendet. Dieses Instrument ist keine Neukonstruktion, sondern es besteht aus einem einfachen Schrittzähler in der Form einer Taschenuhr. Bei Zusammenstellung von drei derartigen Instrumenten in den drei Komponenten kann man die einzelnen Stöße nach Richtungen getrennt aufzeichnen. Diese werden dann jeweils wie bei einer Gas- oder Wasseruhr zusammengezählt. *Schmerwitz.*

**Jörgen Rybner.** The determination of the instrumental constants of the Galitzin seismograph in presence of reaction. Gerlands Beitr. 51, 375—401, 1937, Nr. 4. (Geod. Inst. Copenhagen.) Es wird gezeigt, daß der Ablauf der Pendel- und Galvanometerbewegung bei der gebräuchlichen Konstantenbestimmung von der Rückwirkung der Galvanometerspulenbewegung auf die Bewegung des Pendels, die früher in der Theorie der elektromagnetischen Seismographen vernachlässigt worden war, in demselben Maße beeinflusst wird wie von den Abweichungen der Frequenzen und Dämpfungen von den Galitzin-Bedingungen  $n = n_1 = e = e_1$ . Dementsprechend werden die Formeln von Galitzin und Somville so geändert, daß die Rückwirkung in Betracht gezogen wird. Es werden zwei Methoden für die Konstantenbestimmung unter Berücksichtigung der neuen Unbekannten vorgeschlagen und die entsprechenden Formeln abgeleitet. Abschließend werden die Einflüsse der Kopplung und der kleinen Abweichungen der Eigenfrequenzen und Dämpfungen von den Galitzin-Bedingungen auf die die Wirkungsweise der Seismographen beschreibenden Formeln abgeleitet und in Kurven veranschaulicht. *F. Steinhauser.*

**K. Martin.** Marschkompaß mit Wirbelstromdämpfung. ZS. f. techn. Phys. 18, 462—463, 1937, Nr. 11; auch Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 96, 1937, Nr. 3. 13. D. Phys.- u. Mathem.-Tag Bad Kreuznach 1937. (Rathenow.) Die gewöhnlichen Marschkompaße haben eine für den Gebrauch sehr unbequem

lange Beruhigungszeit. Neuerdings sind Marschkompass mit Flüssigkeitsdämpfung in größerer Zahl eingeführt worden, bei denen dieser Mangel behoben ist, bei denen aber das Dichthalten der Flüssigkeitskapsel nicht unbedingt gewährleistet ist. — Es wird gezeigt, daß sich durch Einführung ganz kurzer gedrungener Richtmagnete aus Werkstoff mit hoher Koerzitivkraft und unter Zuhilfenahme der Wirbelstromdämpfung Beruhigungszeiten erreichen lassen, die noch unter denen der Flüssigkeitskompass liegen. (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**H. Israël-Köhler.** Der Wegersche Kleinionen-Aspirator als selbständiges Meßgerät. Meteorol. ZS. 54, 487—488, 1937, Nr. 12. (Potsdam.) Beschreibung des bekannten Wegerschen Kleinionenzählers (s. Phys. Ber. 16, 650, 1935) in selbständigem, leicht transportablem Aufbau. Als Meßinstrument dient das Lindemann-Elektrometer in vereinfachtem Schaltkasten, als Aspirator ein uhrwerkgetriebener Ventilator (Laufdauer 8 bis 10 min). In der Ionenmeßtechnik neu ist die Kontrolle der Arbeitsbedingungen und Empfindlichkeit mittels der von einem geeichten Radiumpräparat gelieferten Ionisation. Grenzbeweglichkeit variabel etwa zwischen 5 und  $0,05 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ . Das Gerät ist für Zählung und Beweglichkeitsbestimmung der Kleinionen und für Leitfähigkeitsmessungen geeignet. *H. Israël-Köhler.*

**K. L. Sherman.** Measurement of air-potentials by the leak-free and null method. S.-A. Terr. Magn. 42, 285—288, 1937, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) *Riewe.*

**K. L. Sherman and O. H. Gish.** Electrical potential-gradient and conductivity of air near Rapid City, South Dakota. S.-A. Terr. Magn. 42, 289—299, 1937, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Leitfähigkeit und Potentialgradient wurden während zweier Perioden, Juni—Juli und September—November 1935, gemessen. Es ergab sich ein täglicher Gang, der für die beiden gemessenen Größen invers ist und im Vergleich zu Ozeanmessungen keinen lokalen Charakter besitzt. Die Maxima des Gradienten liegen am späten Nachmittag, die der Leitfähigkeit gegen Mittag. Als Mittelwerte der beiden Perioden wurden gefunden: Gradient 80 und 69 Volt/m, Leitfähigkeit positiv 3,09 und  $3,44 \cdot 10^{-4}$ , negativ 2,43 und  $3,14 \cdot 10^{-4}$  ESE. *Riewe.*

**H. Dieterichs.** Ein mechanisch registrierendes Vertikalanemometer und seine Verwendung im Gelände. ZS. f. Geophys. 13, 179—190, 1937, Nr. 4/5. (Göttingen.) Ein elektrisches Vertikalanemometer mit mechanischer Registrierung wird beschrieben. Zwei aufeinander senkrecht stehende Hitzdrähte zerlegen den Wind in eine horizontale und eine vertikale Komponente. Es können Geschwindigkeiten von 0,5 m/sec an gemessen werden. Eine Eichung des Instrumentes wird durch Feststellung der Abkühlungs- und Erwärmungskurve, der Einstelldauer und der Neigungsempfindlichkeit durchgeführt. Eine praktische Erprobung erfolgte am Faßberg bei Göttingen. Bei der Vermessung der Strömung tritt eine Dreiteilung des Gebietes um den Hügel auf; auffallende Unterschiede zeigen sich in der Windrichtung, Windstärke und Böigkeit. Auf der Spitze des Hügels zeigt sich ein Geschwindigkeitsfeld ohne Störungen. Im Totluftgebiet, in dem Windstille mit gelegentlichen Windstößen abwechselt, tritt starke Böigkeit auf. Im Konvergenzgebiet, in dem wieder zweidimensionales Strömen auftritt, verschwindet der Einfluß des Hügels. *Hänsch.*

**Leo Wenzel Pollak.** Ein thermoelektrisches Aktinometer mit eingebautem Saitengalvanometer. Gerlands Beitr. 51, 365—374, 1937, Nr. 4. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Nach Besprechung der Eigenschaften der



bisher zur Verfügung stehenden Bimetall- und thermoelektrischen Aktinometer wird ein neues thermoelektrisches Aktinometer beschrieben, bei dem der Empfänger (eine Thermosäule von Moll-Kipp) und ein Edelmannsches Saitengalvanometer spezieller Konstruktion zu einer Einheit verschmolzen wurden. Das neue Gerät vereint die Vorzüge der Bimetall- und thermoelektrischen Aktinometer, während es ihre Nachteile vermeidet, es stellt daher einen vollkommenen Typ eines transportablen Aktinometers vor. Da das Instrument mit dem von Pollak angegebenen Okularsucher ausgerüstet ist und auch freihändig benutzt werden kann, eignet es sich besonders zur Verwendung im Auto, auf Seereisen und im Flugzeug. (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**J. Georgi und W. Langmaack.** Wetterkundliche Meßgeräte für den Gebrauch auf Schiffen. ZS. d. Ver. d. Ing. 81, 782—788, 1937, Nr. 26. (Hamburg.) *Riewe.*

**Lloyd A. Stevens.** The use of 16-inch balloons for the determination of upper-air winds. Nat. Res. Council 1937, S. 136—138, Nr. 1. (Weather Bur. Wash.) *Dede.*

**Schrimpf.** Das Elektrolot. ZS. f. d. ges. Schieß- u. Sprengstoffw. 32, 344—346, 1937, Nr. 12. Das Elektrolot dient zur Auslotung von Meerestiefen. Es handelt sich um einen kleinen, frei fallenden Körper, der im Wasser mit einer konstanten Geschwindigkeit von 2 m/sec sinkt und beim Auftreffen auf dem Meeresboden detoniert. Die Fallzeit des Lotes wird mit einer Stoppuhr gemessen; sie ergibt, mit 2 multipliziert, direkt die Wassertiefe. Aufbau und Wirkungsweise von Abhörgerät und Elektrolot werden beschrieben und die Handhabung gezeigt. Das Elektrolot wird durch Schließen eines Stromkreises gezündet, der von einem eingebauten galvanischen Element, das erst bei Durchdringung mit dem Meerwasser Spannung erhält, gespeist wird. Das Elektrolot ist auf vierfache Weise gegen vorzeitige Zündung gesichert. *W. Hohle.*

**F. Roßmann.** Das Bewegungsgesetz der Kleintromben. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 4, 18 S., 1937. Nach Betrachtungen über die Vollständigkeit, Zuverlässigkeit und Güte reiner Augenbeobachtungen werden acht deutsche Beobachtungen und zwölf Beschreibungen aus den außereuropäischen Wüsten- und Steppengebieten von Kleintromben wiedergegeben. Schließlich wird zusammenfassend und weiterführend festgestellt, daß die Erkenntnisse die Aufstellung einer mathematischen Theorie bei weiterer Behandlung zulassen. *Hünsch.*

**Hurd C. Willett.** The Importance of Observations from the Upper Atmosphere in Long Range Weather Forecasting. Journ. appl. Physics 8, 807—814, 1937, Nr. 12. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Am Massachusetts Institute of Technology werden nach synoptischer Methode Untersuchungen zur Entwicklung einer langfristigen Wettersvorhersage für 1, 2 oder 3 Wochen gemacht. Die Grundlagen dafür geben tägliche Wetterkarten der nördlichen Halbkugel, aus denen die allgemeine Zirkulation und ihre Anomalien abgeleitet werden. Es kommt darauf an, die Beeinflussung der atmosphärischen Zirkulationszentren und ihre Verlagerungen bzw. die Faktoren, die diese verursachen, kennenzulernen. Dies ist mit Hilfe der Bodenbeobachtungen allein nicht möglich, da sich gezeigt hat, daß gerade die Vorgänge in der höheren Atmosphäre von ausschlaggebender Bedeutung hierfür sind. Es wird daher gefordert, daß an über die ganze Halbkugel gut verteilten Stationen Radiosondenaufstiege gemacht werden. Zur weiteren Kontrolle der für den Wärmehaushalt der Atmosphäre und damit auch für die Veränderungen der Aktionszentren der allgemeinen Zirkulation bedeutungsvollen Faktoren werden auch



Strahlungsmessungen und die Beachtung der Schwankungen des Ozongehalts der Atmosphäre, der Effekte von Vulkanausbrüchen und der vom Boden ausgehenden thermischen Effekte empfohlen. Der Verf. glaubt, daß die Anomalien der allgemeinen Zirkulation hauptsächlich durch Vorgänge beeinflusst werden, die von den höheren Schichten der subtropischen Aktionszentren ausgehen. Aus den systematisch durchgeführten Analysen der Wetterkarten ergaben sich noch keine Anhaltspunkte für eine Prognose über einige Wochen, es ließen sich daraus aber gewisse Richtlinien für eine Weiterarbeit ableiten. Die Anwendung von empirischen oder statistischen Methoden allein wird für nicht erfolgreich für eine langfristige Prognose angesehen; es ist vielmehr notwendig, vorerst die physikalischen Ursachen und den Mechanismus der allgemeinen Zirkulation wie auch ihrer Änderungen zu ergründen. *F. Steinhäuser.*

**Otto Dinkelacker.** Darstellung einer Inversion und eines Kaltlufteinbruchs in der Höhe. Meteorol. ZS. 54, 477—479, 1937, Nr. 12. (Stuttgart.) Es wird eine Versuchsanordnung zur Darstellung von Kaltlufteinbrüchen in der Höhe und am Boden in thermisch geschichtete Flüssigkeit in einem Wasserkasten vom Format  $90 \times 60 \times 10 \text{ cm}^3$  beschrieben. Läßt man das durch einen Schieber in einem kleineren Teil des Kastens zurückgehaltene, mit Methylenblau oder Eoisinmethylenblau gefärbte Wasser von der Temperatur  $t$  durch Herausziehen des Schiebers plötzlich in das im unteren Teil durch Eis auf  $t - 2^\circ$  abgekühlte und im oberen Teil durch elektrische Heizung auf  $t + 2^\circ$  erwärmte Wasser einströmen, so zeigt sich oberhalb der Inversion sehr schön der einem Kaltlufteinbruch in der Höhe entsprechende Vorgang. Kühlt man das Wasser im kleineren Teil des Kastens auf  $t - 5^\circ$  ab, so zeigt sich beim Entfernen des Schiebers der vom Schmidtschen Versuch bekannte Kaltlufteinbruch am Boden. Dabei ist auch eine Wellenbewegung an der oberen Inversion zu beobachten. Durch Erwärmung einzelner Stellen in Bodennähe lassen sich auch verschiedene Quellformen erzeugen. *F. Steinhäuser.*

**H. Arakawa.** Höhenberechnungen und energetische Betrachtungen mittels Emagramm. Gerlands Beitr. 51, 321—324, 1937, Nr. 4. (Tokyo.) Aus einem Diagrammpapier, das eine lineare Temperatur- und eine logarithmische Druckskala hat, ergeben sich die Potentialunterschiede zweier Höhen als Produkt der Gaskonstanten, der Mitteltemperatur und der Differenz der Logarithmen der Druckwerte. Dementsprechend werden Linien gleicher Geopotentiale in dynamischen Metern über der 1100 mb-Fläche in das erwähnte Diagrammpapier eingezeichnet. Bei feuchter Luft ist die mittlere virtuelle Temperatur in Rechnung zu setzen. Für Energiebetrachtungen ist aus dem Emagramm die Differenz zwischen dem Pseudogeopotentialunterschied des verschobenen Luftteilchens in zwei Höhen und dem der Zustandskurve entsprechenden Geopotentialunterschied zu bestimmen. *F. Steinhäuser.*

**John W. Mauchly.** A new approach to the study of terrestrial-solar relationships. Nat. Res. Council 1937, S. 171—174, Nr. 1. (Ursinus Coll. Collegeville, Penn.) Darstellung statistischer Vergleichsmethoden. *Riewe.*

**M. Milankovitch.** Säkulare Verlagerungen der Rotationspole der Erde. Bull. Acad. Serbe (A) 1933, S. 13—16, Nr. 1. Es wird der Gedankengang einer Abhandlung im 28. Kap., Bd. I, des Gutenbergschen Handbuchs der Geophysik über die Bestimmung der säkularen Rotationspolverlagerung dargelegt. Der Unterschied gegenüber der Darwinschen Untersuchung über das Rotationsproblem der Erde, nach der der Trägheitspol bei Erreichung des Rotationspols zum Stillstand kommt, wird erörtert. Nach Verf. wird bei Annahme einer Sialdecke, die auf dem Simakern isostatisch gelagert ist, der Pol des Simaellipsoids (Referenzpol)

von dem Rotationspol ständig angezogen. Bahn und Bewegung des Rotationspols sind durch die Abweichung der Trägheitspole der Erde von den Referenzpolsen (Anomalie der Trägheitspole) bestimmt, diese Anomalie wird durch Anpassungsvorgänge geändert, aber nie verschwinden.

*Sätze.*

**M. Milankovitch.** Numerische Ausrechnung der säkularen Bahnkurve der Rotationspole der Erde. Bull. Acad. Serbe (A) 1933, S. 75—83, Nr. 1. Aus den in einer früheren Arbeit aufgestellten Gleichungen  $\cos \psi \operatorname{tg}^k \psi = C_1 \operatorname{tg} \phi$  für die Bahnkurve des Rotationspols und  $\operatorname{tg} \psi = C_2 e^{u'}$  für den zeitlichen Verlauf dieser Bewegung, wo  $k$  durch die Trägheitshauptmomente und  $C_1$  bzw.  $\mu$  durch die gegenwärtige Lage des Pols bzw. durch geologische Dokumente der Erdgeschichte bestimmt sind,  $C_2 = \operatorname{tg} \psi_0$ , wird folgende Tabelle errechnet:

Zeit in $30 \cdot 10^6$ J.	$-\infty$	$-40$	$-30$	$-20$	$-15$	$-10$
Geogr. Länge	$-166^\circ 39'$	$-165^\circ 37'$	$-164^\circ 6'$	$-160^\circ 16'$	$-156^\circ 42'$	$-151^\circ 40'$
Geogr. Breite	$18^\circ 46'$	$19^\circ 1'$	$19^\circ 21'$	$20^\circ 88'$	$22^\circ 50'$	$30^\circ 3'$
Zeit in $30 \cdot 10^6$ J.	$-9$	$-8$	$-7$	$-6$	$-5$	$-4$
Geogr. Länge	$-150^\circ 28'$	$-149^\circ 15'$	$-148^\circ 0'$	$-146^\circ 42'$	$-145^\circ 24'$	$-144^\circ 6'$
Geogr. Breite	$32^\circ 54'$	$36^\circ 35'$	$41^\circ 12'$	$46^\circ 52'$	$53^\circ 35'$	$61^\circ 8'$
Zeit in $30 \cdot 10^6$ J.	$-3$	$-2$	$-1$	$0$	$+1$	$+2$
Geogr. Länge	$-142^\circ 46'$	$-141^\circ 31'$	$-140^\circ 18'$	$-$	$+41^\circ 56'$	$+43^\circ 0'$
Geogr. Breite	$69^\circ 4'$	$76^\circ 50'$	$83^\circ 57'$	$90^\circ$	$84^\circ 58'$	$80^\circ 57'$
Zeit in $30 \cdot 10^6$ J.	$+3$	$+4$	$+5$	$+10$	$+\infty$	
Geogr. Länge	$+43^\circ 58'$	$+44^\circ 52'$	$+45^\circ 41'$	$+48^\circ 39'$	$+51^\circ 18'$	
Geogr. Breite	$77^\circ 47'$	$75^\circ 19'$	$73^\circ 24'$	$68^\circ 39'$	$66^\circ 41'$	

Die Zeit für den Eintritt des Pols in den amerikanischen Kontinent wird zu hoch, was entweder von der Pollage im Carbon oder von den Trägheitshauptachsen der Sialschale, die zugrunde gelegt sind, herrühren kann.

*Sätze.*

**Anton Bilimovitch.** Über die Drehung der Erde, diese als ein System von sechs Freiheitsgraden aufgefaßt. Bull. Acad. Serbe (A) 1935, S. 95—108, 1937, Nr. 2. Die Erde wird durch Zerlegung in eine Schale (Sialdecke) und einen Kern (Sima) als materielles System mit sechs Freiheitsgraden aufgefaßt. Untersucht wird die säkulare Bewegung des Drehpols als Durchstoßpunkt der Drehachse durch die Schale. Angenommen wird, daß keine äußeren Kräfte auf das Gesamtsystem einwirken. Die inneren Kräfte, die auf die Teilsysteme einwirken und ihren Ursprung in diesen haben, zerfallen in Raum- und Oberflächenkräfte. Für die Bewegung von Kern und Schale werden die vier Differentialgleichungen angeschrieben. Ihre Integration ergibt eine zur Oberfläche relative Polverschiebung. Die berücksichtigte Reibung ergibt lediglich eine Änderung der skalaren Größe dieses Vektors. Der Geschwindigkeitsvektor der säkularen Verlagerung liefert eine Beziehung zum Theorem von Milankovitch in Gutenberg's Handbuch I, Abschn. VII

*Sätze.*

**A. Bilimovitch.** Sur la possibilité du mouvement séculaire du pôle terrestre. Bull. Acad. Serbe (A) 1933, S. 1—11, Nr. 1. Die in früherer Arbeit entwickelte allgemeine Theorie der Bewegung eines von einem festen Körper wenig verschiedenen materiellen Systems wird auf die genäherte Bewegung des Pols angewandt. Da im allgemeinen Falle die Integration der Differentialgleichungen der Bewegung der Trägheitsachsen nicht möglich ist, werden zwei Näherungen untersucht. In der ersten wird der Einfluß eines kleinen zusätzlichen Moments zu den Bewegungsgrößen ermittelt, es ergibt sich eine Verschiebung des Mittelpunkts des vom Erdpol beschriebenen Kreises, doch reichen die numerischen Daten für

eine konkrete Bestimmung nicht aus. In der zweiten Näherung wird der Einfluß einer Änderung des Trägheitspols relativ zu einem festen, willkürlichen Achsenkreuz untersucht, wobei diese Änderung kein Zusatzmoment, wie im ersten Falle, hervorruft, als Bahn folgt für den Pol eine Zykloide, man erhält so ein Maß für die Abhängigkeit dieser fortschreitenden säkularen Bewegung des Pols von einer Verschiebung des Trägheitspols. *Sättelle.*

**Frank Schlesinger.** Note on an annual change in longitudes. Month. Not. 97, 696—698, 1937, Nr. 9. (Obs. Yale Univ.) Die maximal etwa 0,02 sec betragenden Schwankungen der Längendifferenz zwischen Washington einerseits und Paris, Greenwich andererseits wurden bisher durch zwei verschiedene Theorien zu erklären versucht. In der einen wurde eine Abhängigkeit von dem Stundenwinkel des Mondes berechnet, während in der anderen eine jährliche Periode zugrundegelegt wurde. Durch die hier vorgelegten neuen Berechnungen wird gezeigt, daß die im Zusammenhang mit den Polschwankungen auftretenden Längenschwankungen die erwähnten Änderungen der Längendifferenzen sowohl in der Größenordnung wie in ihrem Gang noch besser zu erklären vermögen. *Schmerwitz.*

**T. N. Agafonova.** Quantitative mineralogical X-ray analysis. C. R. Moskau (N. S.) 16, 367—369, 1937, Nr. 7. (X-ray Lab. „Mekhanobr Inst.) Die Zusammensetzung von Mineralgemischen kann durch Vergleich der Intensität der Röntgenlinien mit denen von einer Standardsubstanz bis auf Prozente genau bestimmt werden. An einigen Kurven wird das Ergebnis dieser Analysen gezeigt. *Schmerwitz.*

**Hertha Pertz.** Über die Radioaktivität von Quellwässern. Wiener Anz. 1937, S. 212, Nr. 24. (Inst. f. Radiumforschung.) Es wurde der Em-, Ra- und Th-Gehalt von Quellen der südlichen Wiener Thermenlinie untersucht, und zwar Fischau, Vöslau, Baden und Wien-Meidling; außerdem Warmbad Villach. — Von diesen Quellen enthalten die Badener das meiste Radium (etwa  $6 \cdot 10^{-12}$  g/l) und Radon (etwa 6 Me), sie haben auch das härteste Wasser (fast 2 g Trockensubstanz pro Liter). Quellen, die an demselben Ort entspringen, weisen hier nur geringe Unterschiede auf. — Die Entstehung der Radioaktivität von Quellen wurde besprochen. — Es wurde der Thorium- und Radiumgehalt der Quellen mit jenem des Kalkes der Gegend verglichen. 1 g Trockenrückstand des untersuchten Quellwassers enthält mehr Ra und Th als 1 g Kalk, das Verhältnis Ra : Th ist aber nahezu dasselbe ( $1:5 \cdot 10^6$ ). (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**Satoyasu Iimori and Shin Hata.** Radoncontent of Some Mineral Springs of Japan. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 34, 1937, Nr. 739/749; Beilage: Bull. Abstracts 16, 72, 1937, Nr. 12.

**L. Shamovsky and N. Kapustinskaya.** On the Content of Heavy Water in the Entrails of the Earth at a Depth of 1300 meters. Acta Physicochim. URSS. 7, 797—798, 1937, Nr. 5. (Inst. Econ. Min. Moscow.) *Dede.*

**Stephan Meyer.** Über das „Alter“ der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über die Mengenverhältnisse Blei zu Thor zu Uran auf der Erde. Wiener Ber. 146 [2a], 175—197, 1937, Nr. 3/4. Vgl. Phys. Ber. 18, 1652, 1937. *Dede.*

**Charles Schuchert.** What is the basis of stratigraphic chronology? Sill. Journ. (5) 34, 475—479, 1937, Nr. 204. (Peabody Museum Yale Univ. New Haven, Conn.) Eine kurze Auseinandersetzung über die Grundlagen der geologischen Zeitbestimmungen und ein Abriß der Zeitdefinitionen. *Schmerwitz.*



**G. W. Musgrave and O. R. Neal.** Rainfall and relative losses in various forms. Nat. Res. Council 1937, S. 349—355, Nr. 2. (Soil Conservat. Service Wash.) Aus mehrjährigen Untersuchungen unter Umständen, die den natürlichen Verhältnissen entsprachen, ergab sich folgende prozentuelle Verteilung der Niederschläge auf Abfluß, Versickerung unter drei Fuß Tiefe und Verbrauch durch Verdunstung und Transpiration:

A. Vergleich nach 2 $\frac{1}{2}$ jährigen Messungen				Abfluß	Versickerung	Verdunstung u. Transpiration
Durchlässiger Lehm Boden, brach, unbehandelt				30,6	14,3	55,1
" " " gedüngt . .				20,1	26,0	53,9
Undurchlässiger " " unbehandelt				28,3	3,2	68,5
" " " gedüngt . .				21,3	7,9	70,8

B. Vergleich nach 3 $\frac{1}{2}$ jährigen Untersuchungen in durchlässigen Lehm Boden:

	Abfluß	Versickerung	Verdunstung u. Transpiration
Brach, unbehandelt . . . . .	28,8	13,8	57,4
" gedüngt . . . . .	20,8	23,0	56,2
Bewachsen, unbehandelt . . . . .	18,7	5,6	75,7
" gedüngt . . . . .	12,9	10,4	76,7

*F. Steinhäuser.*

**W. C. Lowdermilk.** Water-intake of saturated soils. Nat. Res. Council 1937, S. 355—361, Nr. 2. (Soil Conservat. Service Wash.)

**O. E. Meinzer.** The value of geophysical methods in ground-water studies. Ebenda S. 385—387.

**J. H. Swartz.** Resistivity-studies of some salt-water boundaries in the Hawaiian Islands. Ebenda S. 387—393.

**A. N. Sayre and E. L. Stephenson.** The use of resistivity methods in the location of saltwater bodies in the El Paso, Texas, Area. Ebenda S. 393—398.

**B. E. Jones.** Results to be expected from resistivity-measurements. Ebenda S. 399—403.

**L. E. Workman and M. M. Leighton.** Search for ground-waters by the electrical resistivity-method. Ebenda S. 403—409. (Geol. Survey Urbana, Ill.) *Dede.*

**R. E. Gibson.** The nature of solutions and their behavior under high pressures. Scient. Monthly 46, 103—119, 1938, Nr. 2. (Geophys. Lab., Carnegie Inst. Washington.) Zusammenfassende Darstellung des thermodynamischen Verhaltens von Salzlösungen unter hohen Drucken mit besonderer Berücksichtigung seiner Bedeutung bei geophysikalischen Vorgängen. *Szivessy.*

**H. Oellrich.** Die Eisverhältnisse des Winters 1396/37 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. Ann. d. Hydrogr. 65, 556—562, 1937, Nr. 12. *Dede.*

**Edmond Rothé et Elie Peterschmitt.** Sur le mode de production des séismes. Répartition des compressions et dilatations. C. R. 205, 870—871, 1937, Nr. 19. Ein Vergleich der Richtungen des ersten Einsatzes auf den Registrierungen der Fernbeben an den Stationen Uccle und Straßburg wurde bis 1. 10. 1931 an insgesamt 163 Beben durchgeführt. Bis auf einen einzigen Fall stimmten die Richtungen überein. Auch die Beobachtungen von Hamburg, Stuttgart und Kew, die in etwas geringerem Umfang zur Verfügung standen, ergaben die gleiche Übereinstimmung. Bei einer Gegenüberstellung dieser Stationen mit der osteuropäischen Station Sverdlovsk liefern nur die Beben des Mittelmeeres und



Kleinasien entgegengesetzte Richtungen der Einsätze. Diese Feststellungen entsprechen der Abgrenzung der Einsätze der Erdbebenwellen durch die vom Epizentrum ausgehenden Knotenlinien. Diese Erklärung ist von Ishimoto und Hasegawa auf Grund der Herdvorgänge gegeben worden. Für die japanischen Beben stellte sich heraus, daß diese beiden senkrecht zueinander verlaufenden Linien, gemessen an entfernten Stationen, immer die gleiche Lage aufweisen. Hieraus folgt, daß die Art der erdbebenerzeugenden Spannungen in dieser Gegend bisher unverändert fortbestanden hat und daß diese in Zusammenhang mit der großräumigen geologischen Bewegung steht. *Schmerwitz.*

**G. L. Smit Sibinga.** On the relation between deep-focus earthquakes, gravity and morphology in the Netherlands East Indies. Gerlands Beitr. 51, 402—409, 1937, Nr. 4. (Geol. Inst. Amsterdam.) Die Unregelmäßigkeiten in der Verteilung tiefer Erdbebenherde in niederländisch Ostindien fallen in bemerkenswerter Weise mit gravimetrischen und morphologischen Diskontinuitäten der oberen Schichten der Erdkruste zusammen, woraus auf eine enge wechselseitige Beziehung zwischen diesen Erscheinungen geschlossen wird. Daraus folgt, daß die morphologischen und geologischen Bildungen und die gravimetrischen Anomalien dieser Gebiete jüngsten Ursprungs sind. Es scheint auch, daß die Flächen der tiefen Herde die gegen Asien einerseits und gegen Australien andererseits kontinenteinwärts an Tiefe zunehmen, sich im ostindischen Archipel gerade dort schneiden, wo die jüngsten Krustenbewegungen am stärksten sind. *F. Steinhäuser.*

**A. G. McNish.** Terrestrial effects associated with bright chromospheric eruptions. Nat. Res. Council 1937, S. 164—169, Nr. 1. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Auslöschung gleichzeitig mit Sonneneruptionen und Erdstromeffekten. Die Erdstromänderung zeigt einen Drehsinn entgegen dem Uhrzeiger um den Punkt der Erdoberfläche senkrecht unter der Sonne. *Riewe.*

**H. Grieger.** Vertikaler Leitungsstrom. Sicht, relative Feuchtigkeit und Massenaustausch. Gerlands Beitr. 51, 325—334, 1937, Nr. 4. (Potsdam.) Der mit der Wilson-Apparatur während des internationalen Polarjahres 1932/1933 am Meteorologischen Observatorium Potsdam gemessene vertikale Leitungsstrom wird mit der Sicht, relativen Feuchtigkeit und Austauschgröße in Beziehung gesetzt und diskutiert. In fast allen Fällen ist der aus der Zahl der Ionen berechnete Strom kleiner als der gemessene, was in Tabellen zahlenmäßig belegt wird. Grundsätzlich wird eine Methode angegeben, nach der der Elektroden-effekt der Erdoberfläche mit einem Ionenzähler für leichte Ionen gemessen werden kann. (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**L. Mandelstam and N. Papalexi.** On a method of measuring the velocity of electromagnetic waves. Techn. Phys. USSR. 4, 767—786, 1937, Nr. 10. Es wird über Versuche zur Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen berichtet. Zwischen zwei Stationen wird ein Gegenverkehr auf zwei im Verhältnis 2:3 verschiedenen Frequenzen in der Weise durchgeführt, daß der Sender auf Station 2 von der Fernerregung von 1 gesteuert wird. Gibt man auf jeder Station Fernerregung und eigene Sendung auf die beiden Plattenpaare eines Oszillographen, so ändern sich die Lissajou-Figuren je nach Laufzeit, d. h. Geschwindigkeit der Wellen. Die Versuche werden mit Wellen des Rundfunkbereiches über Abstände von 10 bis 40 km durchgeführt und ergeben eine geringe Abweichung von der Lichtgeschwindigkeit bei Übertragung über Land, dagegen Übereinstimmung mit dieser bei Übertragung über Wasserflächen. *Hermann Schaefer.*

**Clara Viller and E. Schegolev.** The velocity of medium radio waves near the earth's surface. Techn. Phys. USSR. 4, 787—826, 1937, Nr. 10.

Verff. berichten über Versuche zur Präzisionsbestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Rundfunkwellenbereich. Benutzt wird eine Interferenzmethode, bei der eine direkte und eine von einer Gegenstation reflektierte Welle oszillographisch bezüglich der Phasenlage verglichen werden. In ausführlicher Diskussion werden alle Fehlerquellen, sowie die theoretischen Grundlagen des Verfahrens untersucht. Anschließend werden die umfangreichen Versuchsergebnisse ausführlich vorgelegt. Es zeigt sich, daß auch über große Entfernungen eine recht stabile Interferenzlage unverändert erhalten bleibt, aus der eine Konstanz der Laufgeschwindigkeit auf  $\frac{1}{10.000}$  zu folgern ist. Der numerische Wert ist dabei innerhalb der Fehlergrenzen mit dem der Lichtgeschwindigkeit übereinstimmend. Besonderes Augenmerk ist bei solchen Messungen darauf zu richten, daß nicht durch Wegverlängerungen (gebirgiges Gelände) eine scheinbare Vergrößerung der Geschwindigkeit vorgetäuscht wird. *Hermann Schaefer.*

**Chas. R. Burrows.** Addendum to „Radio Propagation Over Plane Earth. Field Strength Curves“. Bell Syst. Techn. Journ. 16, 574—577, 1937, Nr. 4. Eine Vernachlässigung in der erwähnten Arbeit (diese Ber. 18, 1503, 1937) ist nahe beim Sender nicht zulässig. Die vollständige Formel und die Ergebnisse der numerischen Berechnung werden hier in zwei Diagrammen gegeben. — Zwei weitere Berichtigungen. *Riewe.*

**F. Schindelhauer.** Die Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 5. 29 S., 1937. Mit einer in 10 min sich einmal drehenden Rahmenantenne werden mit 10 Kilohertz in Potsdam Registrierungen vorgenommen. Die Anzahl der Störungen beträgt im Winter 35, Frühjahr 52, Sommer 74, Herbst 27 pro min, das tägliche Minimum liegt bei 11<sup>h</sup> bzw. 9<sup>h</sup>, 8<sup>h</sup> und 11<sup>h</sup>. Die Häufigkeit scheint mit der Güte der Ausbreitungsverhältnisse und auch mit der Sonnenrotation parallel zu gehen. Die Richtung der Störungen scheint mit der magnetischen Deklination zusammenzuhängen, so daß die Spiral- (und Längs-) bewegung elektrischer Teilchen um die magnetischen Kraftlinien der Erde zur Erklärung herangezogen werden. Die Störungen scheinen danach ihren Ursprung in der Ionosphäre zu haben. Das Literaturverzeichnis umfaßt etwa 170 Arbeiten aus den Jahren 1926 bis 1936. *Riewe.*

**H. C. Webster.** An aperiodic amplifier for investigating the wave-form of atmospherics. Proc. Phys. Soc. 49, 654—657, 1937, Nr. 6 (Nr. 276). Verf. beschreibt einen Gegentaktverstärker, der eine 120fache Spannungsverstärkung liefert für den Frequenzbereich 50 Hertz bis 0,5 Millihertz. Der Verstärker besitzt eine Umkehr- und danach drei Gegentaktstufen. *Riewe.*

**H. C. Webster.** Applications of the modulating electrode of television cathode-ray tubes in investigations of the wave-form of atmospherics. Ebenda S. 658—662. Verf. beschreibt zwei Geräte, von denen eines die Helligkeit des Leuchtfleckes in Abhängigkeit von der Ablenkung so steuert, daß für einen schmalen Ablenkungsbereich nahe um die Nullage Dunkelheit herrscht und bei größeren Ablenkungen die Helligkeit schnell auf ihren großen Wert anwächst. Das zweite Gerät sorgt für gleichbleibende Helligkeit während einer wählbaren Zeitspanne nach einer ersten größeren Ablenkung. Die Schaltungen werden gegeben. *Riewe.*

**L. V. Berkner.** The electrical state of the earth's outer atmosphere. S.-A. Scient. Monthly 45, 126—141, 1937. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Bericht über Ionenschichten, magnetische Störungen und die Zusammenhänge mit Sonnenvorgängen. *Riewe.*

**R. C. Majumdar.** Die Theorie der Ionosphäre. I. Teil. ZS. f. Phys. **107**, 599—622, 1937, Nr. 9/10. (Bose Research Inst. Calcutta.) Auf Grund der Quantenmechanik gewinnt der Verf. allgemeine Formeln für ein Medium aus freien Elektronen und schweren geladenen oder ungeladenen Teilchen unter der Einwirkung eines periodischen elektrischen und eines konstanten magnetischen Feldes. Die Formeln für Dispersion, Absorption und Polarisation werden für zwei Ionosphärenmodelle ausgewertet, wobei einmal die Stoßfrequenz konstant ist, zum anderen die Stöße nur zwischen Elektronen und Ionen erfolgen. Die Ergebnisse werden kurz diskutiert; es ergeben sich bei  $10^6$  Elektronen und Ionen und rund  $10^3$  Grad abs. etwa  $10^3$  Stöße in den Ionenschichten pro Sekunde. Diese Übereinstimmung ist für die *F*-Schicht befriedigend, für die *E*-Schicht muß die Elektronenzahl  $3 \cdot 10^2$  kleiner sein als die der positiven Ionen, was durch Bildung negativer Ionen erklärt werden kann. Zum Schluß wird die Quantelungswirkung des äußeren Magnetfeldes auf die Elektronenbewegung behandelt. — Etwa 50 Literaturhinweise und eine Tabelle der von den verschiedenen Autoren benutzten Bezeichnungen und Kürzungen. *Riewe.*

**H. S. W. Massay.** Dissociation, Recombination and Attachment Processes in the Upper Atmosphere. I. Proc. Roy. Soc. London (A) **163**, 542—553, 1937, Nr. 915. (Math. Phys. Queens Univ. Belfast.) Verf. diskutiert die verschiedenen Prozesse der Dissoziation und Ionisation, Wiedervereinigung, Elektronenanlagerung an neutrale Moleküle („attachment“) und Elektronenabspaltung aus negativen Ionen („detachment“) in der Ionosphäre und versucht aus den verschiedenen Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse Ionisationszustand und tägliche Variation der *E*- und *F*-Schicht zu erklären. Für die *E*-Schicht folgert er ein Verhältnis zwischen negativen Ionen und freien Elektronen von etwa 100:1, wie es auch nach der Dynamtheorie der erdmagnetischen Variationen zu erwarten ist. Für die *F*-Schicht ergibt sich ungefähr Gleichheit der positiven Ionen und freien Elektronen. Die zur Bildung negativer Ionen notwendige „Elektronenaffinität“ muß in diesen Höhen also wesentlich geringer sein; Vorherrschen des Stickstoffs in der *F*-Region? *H. Israel-Köhler.*

**Norris E. Bradbury.** Ionization, Negative Ion Formation, and Recombination in the Ionosphere. Phys. Rev. (2) **53**, 210, 1938, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) *E*- und *F*<sub>1</sub>-Schicht entstehen durch Absorption bestimmter Banden, die *F*<sub>2</sub>-Schicht jedoch nicht. *Riewe.*

**E. V. Appleton, F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe.** Magnetic Double Refraction of Medium Radio Waves in the Ionosphere. Nature **141**, 409—410, 1938, Nr. 3566. (Cavendish Lab. Cambridge.) Die Verff. deuten ihre Versuchsergebnisse als Reflexion eines ordentlichen und eines außerordentlichen Strahles, im Gegensatz zu Martyn und Munro (Nature **141**, 159, 1938), die für den zweiten eine höhere Reflexionsstelle, wo der Brechungsindex unendlich ist, annehmen. Dann müssen aber beide Echos gleich polarisiert sein, was bisher in Australien noch nicht untersucht wurde, in England aber sich nicht bestätigt hat. *Riewe.*

**S. K. Mitra and K. K. Roy.** Anomalous Dielectric Constant of Artificial Ionosphere. Nature **140**, 1066, 1937, Nr. 3555. (Univ. Coll. Calcutta.) Die Angabe in einer früheren Zuschrift (Phys. Ber. S. 128), daß die Identifizierung der Dielektrizitätskonstanten  $\mu^2$  mit der Größe *K* nur für die Frequenz Null gilt nicht, wie damals ausgeführt, allgemein. Die letztere Größe *K* kann nur gleich oder kleiner als Eins sein. *Riewe.*

**R. Penndorf.** Neue Ergebnisse der Ionosphärenforschung und ihre Bedeutung für die Geophysik. Naturwissensch. **25**, 774—779,



1937, Nr. 48. (Leipzig.) Zusammenfassung, in der die wesentlichen Ergebnisse der Ionosphärenforschung dargestellt werden. Von der umfangreichen Literatur sind nur einige wichtige Arbeiten genannt. *Riewe.*

**Otto Burkard.** Ionosphären-Forschung mittels Grenzwellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 50, 185—189, 1937, Nr. 6. Aus dem Beobachtungsmaterial der Kurzwellenamateure auf Wellen zwischen 10,0 und 10,7 m lassen sich Schlüsse auf den Zustand der Ionosphäre ziehen. Die Betrachtung wird in die zwei Abschnitte für die Zeiten starker und die schwacher Sonnentätigkeit unterteilt. Die Ergebnisse sind sehr unsicher. *Riewe.*

**Karl Stoye.** Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge. Elektr. Nachr.-Techn. 15, 26—27, 1938, Nr. 1. (Quedlinburg a. H.) Für die Monate Mai bis Juli 1936 und September 1936 bis April 1937 wird die Hörbarkeit graphisch dargestellt und mit der magnetischen Charakterzahl in Verbindung gebracht. *Riewe.*

**Mme Irène Mihul et Constantin Mihul.** Réflexion dans l'atmosphère des ondes de radio-diffusion. C. R. 205, 904—906, 1937, Nr. 20. Die Verff. berechnen für die E-Schicht mittels einer mit der Höhe veränderlichen Stoßzeit zwischen Elektronen und Molekülen, daß beim nächtlichen Aufwärtswandern der ionisierten Schicht die Absorption abnimmt und so die Reflexionen tagsüber schwächer sind als nachts. *Riewe.*

**F. W. G. White and L. W. Brown.** Annual Variation of the Absorption of Wireless Waves in the Ionosphere. Nature 140, 931, 1937, Nr. 3552. (Canterbury Univ. Coll. Christchurch, N. Z.; „Bream“, Broomfield, Chelmsford.) Nach einer früher von den Verff. (Phys. Ber. 17, 1106, 1936) gegebenen Methode werden die mittäglichen Absorptionsmindestwerte der reflektierten Wellen bestimmt. Die wiedergegebene Kurve für das Jahr 1935 zeigt einen kleinen Winterwert, der im April ziemlich plötzlich ansteigt, Juni/Juli sein Maximum erreicht und dann bis November wieder auf ungefähr ein Drittel des Maximums absinkt. *Riewe.*

**R. C. Colwell and A. W. Friend.** Tropospheric radio wave reflections. Science (N. S.) 86, 473—474, 1937, Nr. 2238. (Dep. Phys. West Virginia Univ.) **A. W. Friend and R. C. Colwell.** Measuring the reflecting regions in the troposphere. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1531—1541, 1937, Nr. 12. (Univ. Morgantown, West Virginia.) Mit Impulsen von 4 msec Dauer der Wellenlängen 1614, 2398 und 3492 Kilohertz werden Ionosphärenbeobachtungen gemacht. Es werden Echos aus wenigen bis zu 12 km Höhe erhalten. Ein wiedergegebenes Oszillogramm vom 1./2. August 1937 zeigt ein Echo aus 0,78 km und ein zweites aus 2,56 km; zur gleichen Zeit war ein starkes Nordlicht beobachtet worden. *Riewe.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., October, 1937. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1648—1651, 1937, Nr. 12. (Bur. of Stand. Wash.)

**R. S. Richardson.** An investigation of the relation between bright chromospheric eruptions and fade-outs of high-frequency radio transmission. Nat. Res. Council 1937, S. 160—163, Nr. 1. (Carnegie Inst. Wash. Pasadena, Cal.) *Riewe.*

**J. Bartels.** Solar eruptions and their ionospheric effects. A classical observation and its new interpretation. S.-A. Terr. Magn. 42, 235—239, 1937, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Mitteilung einer zufällig beobachteten, sehr starken Sonneneruption am 1. September 1859, die



große Helligkeit aufwies. Eine gleichzeitige magnetische Störung von etwa  $10^2 \gamma$  und 17 Stunden später ein außerordentlich starker magnetischer Sturm sind registriert worden; hierbei betrug die Deklinationsänderung fast  $1^\circ$ , die Ausschläge der Intensität in horizontaler und vertikaler Richtung konnten nicht vollständig registriert werden. Einige spätere Urteile und kurze geschichtliche Bemerkungen werden aus der Literatur mitgeteilt.

*Riewe.*

**Raymond Jouaust, Robert Bureau et Louis Éblé.** Les évanouissements brusques des ondes radioélectriques, leurs relations avec les phénomènes magnétiques et solaires. C. R. 205, 1427—1428, 1937, Nr. 26. Von insgesamt 76 Fällen des Verschwindens von Radiosignalen in der Zeit Oktober 1936 bis Oktober 1937 waren 41 von einer kleinen magnetischen Störung begleitet. In einem Fall war eine Störung in Amerika, in vier Fällen eine im Orient vorhanden. — Bei 41 von 52 Fällen war auch eine Sonneneruption beobachtbar, in 26 Fällen wurde die Sonne nicht gleichzeitig beobachtet.

*Riewe.*

**K. G. Budden and J. A. Ratcliffe.** An Effect of Catastrophic Ionospheric Disturbances on Low-Frequency Radio Waves. Nature 140, 1060—1061, 1937, Nr. 3555. (Cavendish Lab. Cambridge.) Mit einer Frequenz von 16 Kilohertz wurden Phasenänderungen der empfangenen Welle beobachtet. Bei Sonnenuntergang nahm die daraus berechnete Ionenschichthöhe um 12 km zu. An 18 Tagen wurden Anomalien gefunden, von denen sieben innerhalb einer Viertelstunde mit einem sogenannten Dellinger-Effekt zusammenfielen; bei dreien wurde gleichzeitig auf 27 Kilohertz ein Anwachsen der atmosphärischen Störungen gefunden; die restlichen acht stimmen zeitlich innerhalb einer Stunde mit magnetischen Störungen überein.

*Riewe.*

The Dellinger Effect. Wireless World 41, 635—636, 1937, Nr. 26. *Dede.*

**L. V. Berkner and H. W. Wells.** Further studies of radio fade-outs. S.-A. Terr. Magn. 42, 301—309, 1937, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Mitteilung und Auswertung der Beobachtungsergebnisse während des Auslöschens am 31. Juli 1937. Die F-Schichten blieben ungeändert, selbst die E-Schicht wurde nur wenig beeinflusst. Es scheint als ob die Strahlung der Sonne erst unterhalb von 100 km die Auslöschung durch Ionisation eines Mediums mit hoher Stoßzahl hervorruft.

*Riewe.*

**R. Naismith.** Ionospheric conditions during the solar eclipse of 19 June 1936. Proc. Phys. Soc. 49, 214—224, 1937, Nr. 3 (Nr. 272). (Radio Dep. Nat. Phys. Lab.) Die Beobachtungen vom 17. bis 21. Juni 1936 über den Zustand der Ionosphäre werden beschrieben, da am 19. Juni eine partielle Sonnenfinsternis stattfand. Der Einfluß der Finsternis war so stark, daß die scheinbare Höhe der F-Schicht von 300 auf 600 km anstieg, während die Ionisation derselben Schicht um 50 % zurückging, obgleich die Sonnenscheibe im Maximum nur 56 % bedeckt war. Zur gleichen Zeit traten auch starke magnetische Störungen auf. Feldstärkemessungen auf dem Gebiet der kurzen Wellen ergaben während der Sonnenfinsternis kleinere Werte als an anderen Tagen. Zahlreiche Diagramme geben die Meßergebnisse wieder.

*W. Lampe.*

**David Malan.** Sur les décharges orageuses dans la haute atmosphère. C. R. 205, 812—813, 1937, Nr. 18. Verf. hat in Südafrika während eines fernen Gewitters unter günstigsten Beobachtungsbedingungen ein häufiges, schwaches, rötliches Leuchten in Höhe der Gewitterwolken beobachten können, das vielleicht von einer Entladung zwischen den Wolken und der Ionosphäre herrühren kann.

*Riewe.*

**B. Walter.** Bemerkungen zu der Abhandlung von G. Simpson und F. J. Scrase: „Die Verteilung der Elektrizität in Gewitterwolken“. Ann. d. Phys. (5) **31**, 177—180, 1938, Nr. 2. (Phys. Staatsinst. Hamburg.) Die in der erwähnten Arbeit (Phys. Ber. **18**, 2274, 1937) mitgeteilten Temperaturen, die unterhalb des Gefrierpunktes liegen, sind deshalb unmöglich, weil Eiskristalle wegen ihrer Spitzen und Kanten nur schwach geladen sein können. Einige mitgeteilte Beobachtungen bestätigen, daß eine Gewitterwolke aus Tropfen besteht, und daß erst bei Regenbeginn sich Kristalle bilden. Die von Simpson und Scrase erhobenen Einwände gegen Wilsons Influenztheorie werden damit hinfällig. *Riewe.*

**K. R. Ramanathan.** Effect of Near Lightning Discharges on a Magnetometer. Nature **140**, 587, 1937, Nr. 3544. (Colaba Obs. Bombay.) Es wird der Einfluß einer nahen Blitzentladung auf ein Deklinationsmagnetometer während zweier Gewitter zu Beginn der Monsunzeit in Alibag bei Bombay behandelt. Die Registrierungen werden wiedergegeben. *Hänsch.*

**J. D. Laudermilk and T. G. Kennard.** Concerning Lightning Spalling. Amer. Journ. Science (Sill. Journ.) (5) **35**, 104—122, 1938, Nr. 206. Es werden Gesteinszertrümmerungen durch Blitzschlag untersucht. Das Splittern der Steine ist bedingt durch die infolge der elektrischen Entladung entstehende lokale Erhitzung. Diese Auffassung wird durch Versuche mit künstlichen Entladungen geprüft. *Dede.*

**A. T. Akimov.** Specific electrical resistance of frozen soils. C. R. Moskau (N.S.) **16**, 405—407, 1937, Nr. 8. (Geol. Inst. Acad. Moscow.) Im Laboratorium wurde an Erdbodenproben die Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes bei dem Übergang in den gefrorenen Zustand und in Abhängigkeit von weiterer Temperaturerniedrigung gemessen. Der spezifische Widerstand des untersuchten Sand- und Tonbodens nahm beim Gefrieren um etwa das 1000 fache zu. *Schmerwitz.*

**Paul Rougerie.** Étude de l'effet lunaire sur les courants telluriques enregistrés dans la ligne Nord-Sud à l'Observatoire du Parc Saint-Maur. C. R. **205**, 1252—1253, 1937, Nr. 24. Mit Hilfe der harmonischen Analyse wird aus dem Material von Erdstrommessungen, die in Nord-Süd-Richtung ausgeführt waren, berechnet, daß eine halbtägige Mondperiode den größten periodischen Anteil hat. Die Amplitude beträgt 60 mV/km. Die Beobachtungsdaten stammen aus dem Jahre 1893. Sie umfassen etwa ein halbes Jahr. *Schmerwitz.*

**Terrestrial Magnetism. Investigations by the Carnegie Institution. Solar Eruptions and Short Wave Fade-Outs.** Electrician **119**, 780, 1937, Nr. 3109. *Dede.*

**Carl Störmer.** Divided Aurora Rays with one Part in the Sunlight and another in the Dark Atmosphere. Nature **140**, 1095—1096, 1937, Nr. 3556. (Inst. Theoret. Astrophys. Univ. Blindern, Norway.) Beschreibung eines Nordlichts, das in den sonnenbelichteten Teil der Atmosphäre hineinragt. Die einzelnen Strahlen sind an der Grenze des Erdschattens durch einen dunklen Zwischenraum unterbrochen. Höherer Streckung der Strahlen von etwa 175 bis 625 km mit den Unterbrechungen in etwa 400 km Höhe. Das Spektrum des sonnenbelichteten Teiles zeigt (nach abnehmender Intensität geordnet) vorherrschend die Linien 6300, 5577 und 6550 Å. *H. Israël-Köhler.*

**Joseph Kaplan.** Light of the Night Sky. Phys. Rev. (2) **52**, 1252, 1937, Nr. 12. (Univ. Los Angeles, Californ.) Mit einem zur Erzeugung des Nordlicht-

spektrums dienenden Entladungsrohr, das noch nicht frei von Kohlenwasserstoffen war, gelang es, die sogenannten „Schwanzbanden“ im violetten CN-System  ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$  zwischen 3400 und 3000 Å gegenüber den regulären Cyanbanden verstärkt zu photographieren. Da die entsprechenden Stickstoffbanden im Nordlicht verstärkt sind, wurden die ausführlichen Wellenlängenmessungen der genannten Schwanzbanden von Jenkins mit den Messungen der schwächeren Linien und Banden des Nachthimmelleuchtens von Gauzit verglichen. Die Übereinstimmung ist so gut, daß man von einer bevorzugten Anregung der Schwanzbanden des Cyans im Nordlicht sprechen kann.

*Frerichs.*

**Shin-ichiro Tomonaga and Hidehiko Tamaki.** On the Collision of a High Energy Neutrino with a Neutron. *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* 33, 288—298, 1937, Nr. 732/738.

*Henneberg.*

**H. Egelhaaf.** Die Zähleigenschaften von ausgeheizten Zählrohren mit reiner Wasserstofffüllung. *ZS. f. Phys.* 108, 19—23, 1938, Nr. 1/2. (Braunschweig-Stuttgart.) Einige Zählrohre wurden verschieden gründlich ausgeheizt und dann mit reinem Wasserstoff gefüllt. Je reiner die Füllung war und je besser die Elektroden und die Glasoberflächen entgast waren, desto schlechter wurden die Zähleigenschaften, und schließlich wurde schon bei unmittelbar über der Anfangsspannung liegender Betriebsspannung eine stabile Entladung erreicht.

*A. Ehmert.*

**Max G. E. Cosyns.** Étude de l'ionisation spécifique primaire due au rayonnement cosmique. *Bull. Belg.* 23, 960—972, 1937. Aus den verschiedenen Koinzidenzzahlen bei Zählrohren unter verschiedenem Druck wurde die spezifische Ionisation der Höhenstrahlung bestimmt. Ein Zählrohr mit reinem Wasserstoff unter 48 mm Hg Druck bei Ansprechwahrscheinlichkeit 0,7 und zwei Zählrohre mit H-Neon-Gemisch bei der Ansprechwahrscheinlichkeit 1 wurden verwandt. Bei Messungen in verschiedener Tiefe unter dem Gipfel der Atmosphäre wurde kein Unterschied gefunden zwischen der spezifischen Ionisation in Brüssel und in Paris (10 m Wasser-Äquivalent) und der auf dem Pic du Midi (Pyrenäen, 7 m Wasser-Äquivalent). Dagegen wurde in einem Keller in Paris unter 30 m Wasser-Äquivalent eine etwas höhere spezifische Ionisation gefunden. Dies wird dahin gedeutet, daß die harte Komponente mit abnehmender Energie stärker ionisierend wird.

*J. Matthes.*

**O. S. Duffendack, H. Lifschutz and M. M. Slawsky.** Production, Characteristics and Reliability of Geiger-Müller Counters. *Phys. Rev.* 52, 1231—1237, 1937, Nr. 12. (Univ. Michigan, Ann Arbor.) Es wird eine Methode zur Herstellung von Geiger-Müller-Zählrohren beschrieben, zu deren Füllung reines Wasserstoffgas benutzt wird, und bei der die Elektroden durch Glimmentladung in einer Wasserstoffatmosphäre gereinigt werden. Der brauchbare Bereich der so hergestellten Zählrohre beträgt etwa 400 Volt, die Elektroden können aus Kupfer, Nickel und Wolfram hergestellt werden; Aluminium erwies sich als ungeeignet. Zählrohre mit reinem Argon, Sauerstoff oder Luft gefüllt geben sehr viel selbständige Entladungen.

*Kolhörster.*

**Rudolf Schulze.** Untersuchungen über die Eignung der luftäquivalenten Ionisationskammer zur Messung extrem harter Strahlung. *ZS. f. techn. Phys.* 18, 480, 1937, Nr. 11; auch *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) 18, 99, 1937, Nr. 3. 13. D. Phys.- u. Mathem.-Tag Bad Kreuznach 1937. (Berlin.) Die mit der luftäquivalenten geschlossenen Kleinkammer (Wandmaterial von derselben effektiven Ordnungszahl wie die der Luft) gemessene Ionisation ist der der reinen Luftionisation für das Röntgengebiet sowie



für harte  $\gamma$ -Strahlung gleich. Die Verwendbarkeit für Vergleichs- und Energiemessungen der Höhenstrahlung wird angedeutet, ein ausführlicher Bericht angekündigt.

*Juilfs.*

**Joseph Giarratana.** A Scale-of-Eight Counting Unit. *Rev. Scient. Instr.* (N. S.) 8, 390—393, 1937, Nr. 10. (Palmer Phys. Lab. Univ. Princeton, N. J.) Die Schaltung und ausführliche Darstellung der Wirkungsweise eines Achtfach-Frequenzuntersetzers werden angegeben. Mit Vorteil wird die gasgefüllte Triode (statt des Thyratrons) wegen der geringeren Temperaturempfindlichkeit verwendet. Angeführte Meßwerte zeigen die Zuverlässigkeit des Aggregates.

*Juilfs.*

**E. C. Stevenson and I. A. Getting.** A Vacuum Tube Circuit for Scaling Down Counting Rates. *Rev. Scient. Instr.* (N. S.) 8, 414—416, 1937, Nr. 11. (Res. Lab. Phys. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Es wird eine Frequenzuntersetzerschaltung angegeben, bei der statt der Thyratrons wegen des geringeren Stromverbrauchs normale Vakuumröhren verwendet werden. Durch stufenweises Hintereinanderschalten läßt sich wegen der gleichmäßigen Stoßform bei sehr hohem Auflösungsvermögen (Größenordnung  $< 10^{-4}$  sec) mühelos eine  $2^n$ -fache Untersetzung erreichen (vgl. nachstehendes Ref.)

*Juilfs.*

**W. B. Lewis.** A „scale-of-two“ high-speed counter using hard vacuum triodes. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 33, 549—558, 1937, Nr. 4. (Gonville and Caius Coll.) In einem Frequenzuntersetzer werden statt Thyratrons in einer Schaltung, bei der u. a. Kupferoxydulgleichrichter als Schaltelemente verwendet werden, gewöhnliche Trioden eingesetzt. Das Auflösungsvermögen einer derartigen Anordnung wird diskutiert; die technischen Einzelheiten müssen nachgelesen werden (vgl. vorstehendes Ref.).

*Juilfs.*

**Tokio Takéuchi, Takesi Inai, Takanosuke Sugita and Makoto Huzisawa.** Direct Photographic Tracks of Cosmic-Ray. *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* (3) 19, 88—90, 1937, Nr. 1. Kurze Mitteilung über Bahnsuren von schweren Höhenstrahlenteilchen in photographischen Emulsionen, die besonders empfindlich für  $\alpha$ -Teilchen waren.

*Juilfs.*

**M. C. Holmes.** Origin of Cosmic Rays. *Phys. Rev.* 52, 1252, 1937, Nr. 12. (Dept. Phys. Univ. Morgantown, West Virginia.) Verf. weist wiederum auf Grund der Ergebnisse von Compton und Turner (*Phys. Rev.* 52, 799, 1937) auf die Möglichkeit hin, daß Höhenstrahlung im erdelektrischen Felde oder in den stärkeren Feldern der Planeten entstehen könnte, wozu anzunehmen ist, daß diese bisher unbekannten Felder so groß sind, daß sie die an den Strahlen gemessene Energie liefern.

*Kolhörster.*

**P. M. S. Blackett.** Höhenstrahlung. I. *Journ. Roy. Soc. Arts* 85, 893—903, 1937. (London, Univ. Birkbeck College.) Verf. gibt einen zusammenfassenden Bericht über die Höhenstrahlenuntersuchungen, die mit der Ionisationskammer als Nachweisapparatur ausgeführt worden sind. Es werden u. a. die Intensitätsschwaukung der Höhenstrahlung mit der Zeit, sowie die Annahme über den außer-galaktischen Ursprung behandelt.

*\*G. Schmidt.*

**P. M. S. Blackett.** Dasselbe. II. Ebenda S. 905—918. (I. vgl. vorstehendes Ref.) Verf. berichtet über die von verschiedenen Autoren für Höhenstrahlenuntersuchungen angewandte Koinzidenzzählungsmethode bei Benutzung mehrerer Geiger-Müller-Zähler. Die Vorteile dieser Methode gegenüber der Ionisationskammermethode werden angeführt. Die Versuche über die Ablenkung der Höhenstrahlen durch das erdmagnetische Feld ergeben, daß Teilchen mit einer Energie größer als



$6 \cdot 10^{10}$  e-V alle Teile der Erdoberfläche aus allen Richtungen erreichen können, daß Teilchen mit Energien zwischen  $6 \cdot 10^{10}$  und  $10^{10}$  e-V alle Teile nur unter bestimmten Winkeln erreichen können und ferner, daß Teilchen mit Energien kleiner als  $10^{10}$  e-V nur einen Teil der Erdoberfläche und im allgemeinen nur in bestimmten erlaubten Richtungen erreichen können. *\*G. Schmidt.*

**Max G. E. Cosyns.** Abnormal Zenithal Distribution of Cosmic Rays. *Nature* 140, 931, 1937, Nr. 3552. (Fond. Med. Reine Elisabeth Brussels.) Ergebnisse von Intensitätsmessungen koinzidierender Höhenstrahlen unter verschiedenen Zenitwinkeln erweisen sich als verschieden von denen, die man aus der Verteilung der Vertikalintensität in verschiedenen Höhen der Atmosphäre ableitet. Überschlagsrechnungen zeigen, daß man dies Verhalten durch eine Zerstreuung der einfallenden Strahlung in der Luft erklären kann, wenn sie im Mittel etwa  $20^\circ$  in einem Panzer von  $1000 \text{ g cm}^2$  beträgt. Quantitative Berechnungen werden in Aussicht gestellt. *Kolhörster.*

**Alfred Ehmert.** Über den Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung. *ZS. f. techn. Phys.* 18, 549—552, 1937, Nr. 12; auch *Phys. ZS.* 38, 975—978, 1937, Nr. 23. 13. D. Phys.- u. Mathem.-Tag Bad Kreuznach 1937. (Boden-seelab. Phys. Inst. T. H. Stuttgart.) Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung wird für den Tiefenbereich von 0,13 m bis zu 1000 m Wasser angegeben und in zwei Komponenten aufgespalten, deren jede durch einen Absorptionsexponenten charakterisiert ist. An Absorptionsmessungen von Clay in verschiedenen Breiten wird gezeigt, daß die harte Komponente sehr wahrscheinlich primär aus elektrisch geladenen Teilchen besteht, zwischen deren Energie und deren Reichweite eine ziemlich eindeutige Beziehung gilt. *A. Ehmert.*

**A. H. Compton and R. N. Turner.** Cosmic Rays on the Pacific Ocean. *Phys. Rev.* (2) 52, 799—814, 1937, Nr. 8. (Univ. Chicago, Ill.; Canad. Austr. Steamship Co.) Mit einer kompensierten Hochdruckionisationskammer von 19,3 Liter Inhalt und mit einem 12 cm dicken Bleischutz wurde auf zwölf Schiffsreisen zwischen Kanada und Australien in der Zeit von März 1936 bis Januar 1937 der Breiteneffekt untersucht. Für die verschiedenen Jahreszeiten ergeben sich etwas verschiedene Kurven mit einem mittleren Breiteneffekt von 10,3 %. Aus den Messungen wird ein Außentemperatureffekt von  $-(0,18 \pm 0,011) \% ^\circ \text{C}$  berechnet. Nach der Reduktion auf gleiche Außentemperatur verschwinden die Einflüsse der Jahreszeit weitgehend, und es bleibt ein Breiteneffekt der reduzierten Intensität von nur mehr 7 % übrig, der dann allein dem Erdfeldeinfluß zuzuschreiben ist. Am Äquator wurde im Sommer eine um 0,3 % höhere Intensität gefunden, was eher aus einer Schirmwirkung des Sonnenfeldes als mit einer von der Sonne ausgehenden Strahlung erklärt werden kann. In höheren Breiten als  $38,4^\circ \text{N}$  bzw.  $34,2^\circ \text{S}$  steigt die reduzierte Intensität nur mehr wenig mit wachsender Breite, so daß aus den Messungen auf zwei Primärkomponenten geschlossen wird, deren eine bei  $7,5 \cdot 10^9$  e-V (Energiegrenze für  $36^\circ$  Breite nach Lemaître und Vallarta) eine scharfe untere Energiegrenze haben muß. Bei einer Meßgenauigkeit von etwa 0,2 % wird in hohen Breiten kein Unterschied zwischen der reduzierten Intensität auf der nördlichen und auf der südlichen Halbkugel gefunden. *A. Ehmert.*

**J. M. Whittaker.** The shoteffect for showers. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 33, 451—458, 1937, Nr. 4. (Pembroke Coll.) Zur Ionisation in einer Kammer liefern einzelne Teilchen und aus zwei und mehr Teilchen bestehende Schauer der Ultrastrahlung verschieden große Beiträge. Die dabei zu erwartende Streuung der Mittelwerte wird mathematisch untersucht. Es wird eine Verallgemeinerung des Campbell'schen Theorems angegeben. *A. Ehmert.*

**Gordon L. Locher.** Cloud chamber investigations of some cosmic-ray interactions with matter. Journ. Franklin Inst. **224**, 555—582, 1937, Nr. 5. Mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer wurden viele Aufnahmen von Schauern gemacht, wobei nacheinander verschiedene Streukörper über, unter und in der Kammer benutzt wurden. Es werden Bilder strahlenreicher Schauer gezeigt und eine Statistik über die Größenverteilung der Schauer angegeben. Bei zählrohr-gesteuerten Aufnahmen wurden häufiger Bahnen schwerer Teilchen beobachtet, welche teils aus der Kammerwand austreten, teils auch im Gas beginnen und enden und welche der Ultrastrahlung zugeschrieben werden müssen. Ihre mögliche Deutung als Rückstoßatome bei Kernphotoeffekten, als durch die Ultrastrahlung hochionisierte Kerne, als Produkte einer durch die Ultrastrahlung bewirkten Radioaktivität und in einem Falle als schweres Elektron wird diskutiert. *A. Ehmert.*

**G. E. M. Jauncey.** Possible Origin of the X-Particle. Phys. Rev. (2) **52**, 1256, 1937, Nr. 12. (Wayman Crow Hall Phys., Washington Univ., St. Louis, Miss.) Aus Nebelkammeraufnahmen und anderen Messungen an Höhenstrahlen ist es nicht unwahrscheinlich, daß ihre harte Komponente aus geladenen Teilchen besteht, deren Masse zwischen der der Elektronen und Protonen liegen sollte. Ähnliche Betrachtungen wie die von Bothe zum Compton-Effekt zeigen, daß es möglich ist, einen Prozeß des Energieaustausches zwischen Elektron und Proton bei Bewahrung von Energie und Moment sich vorzustellen, bei dem ein solches Teilchen erzeugt wird. *Kolhörster.*

**Johannes Zirkler.** Kosmische Ultrastrahlung und Meteortätigkeit. ZS. f. Phys. **107**, 653—655, 1937, Nr. 9/10. (Phys. Abt. Rudolf Virchow-Krankenhaus Berlin.) Die vom Verf. vertretene Hypothese eines Zusammenhangs zwischen der Intensität der Höhenstrahlung und der Meteortätigkeit wird an Hand älterer Beobachtungen von Corlin und Clay sowie Intensitätsänderungen in der Ionisierungsstärke der Ionosphäre kurz erörtert. *Kolhörster.*

**K. Barschaskas.** Beitrag zur Energieverteilung im kosmischen Strahlenschauer. ZS. f. Phys. **107**, 713—718, 1937, Nr. 11/12. Die Koinzidenzen zweier Zählrohre, deren Achsen in der Horizontalen liegen, wurden gezählt, wobei als Quelle für die Schauer eine Betondecke diente. Eine über beide Zählrohre gebrachte Bleischicht ergab verschiedenen Einfluß auf die Koinzidenzenzahl je nach dem Winkel, unter dem die Zählrohre von der Decke aus bestrahlt wurden. Innerhalb eines Kegels von 7° stieg die Koinzidenzenzahl an, d. h. es überwog die Wirkung einer eng gebündelten, Schauer auslösenden Strahlung; außerhalb des Kegels nahm sie ab, d. h. es überwog die Absorption einer Strahlung, die nicht zur Schauerbildung fähig ist. *Kolhörster.*

**Herbert Grove Dorsey.** The application of physics to modern hydrographic survey. Denison Univ. Bull. Journ. Scient. Labor. **32**, 164—185, 1937, Art. 3—7. Vortrag über die bei der hydrographischen Vermessung zur Verwendung kommenden physikalischen Hilfsmittel und Meßgeräte. *Szivessy.*

**K. Kalle.** Zum Problem der Meereswasserfarbe. Ann. d. Hydrog. **66**, 1—13, 1938, Nr. 1. (Dt. Seewarte Hamburg.) Im Laufe der Zeit wurden drei Theorien, die jeweils die Eigenabsorption (Bunsen 1847), die Streuung (Soret 1869) und die Verfärbung durch gelöste Fremdstoffe (Wittstein-Spring 1869/96) in ihren Mittelpunkt stellen, für die Deutung der Farbe des Meerwassers aufgestellt. Die Theorien werden vom Verf. kritisch untersucht und festgestellt, daß die Berücksichtigung aller dort verfochtenen Ursachen den gegebenen Tatsachen am meisten gerecht wird. Die Ursachen der Blaufärbung sind zu suchen in der Eigenabsorption und der Streuung des  $H_2O$ ; die beobachtete Grün-

färbung wird auf einen (den Humusverbindungen nahestehenden) sogenannten Gelbstoff wie auch die gelblich-grünliche Eigenfärbung der Planktontrübung zurückgeführt. Eine Beteiligung von Cu-Salzen an der Blaufärbung gilt als ausgeschlossen. Je nach der Stärke der Einzeleinflüsse, die auch eine dementsprechende Sichttiefe bedingen, zeigt das Wasser eine Färbung von Blau bis zum Grün. — Untersucht wird mit einem Farbmeßrohr, in dem die Meereswasserfarbe mit dem Auge mittels Farbgemisch verglichen wird, das man sich aus den drei Grundfarben Rot, Grün, Blau in entsprechender Stärke (durch Blenden einstellbar) mittels eines Drehspiegels herstellt. Zur Darstellung der Farbeindrücke wird ein Farbendreieck herangezogen.

*A. Henrici.*

**Robert E. Horton.** Hydrologic research. Science (N.S.) 86, 527—530, 1937, Nr. 2241. (Voorheesville, N. Y.) *Dede.*

**W. H. Bradley, M. N. Bramlette, J. A. Cashman, L. G. Henbest, K. E. Lohman and P. D. Trask.** Preliminary report on the North Atlantic deep sea cores taken by the Geophysical Laboratory Carnegie Institution. Nat. Res. Council 1937, S. 224—226, Nr. 1. (Geol. Survey, Wash.)

**Morrrough P. O'Brien.** The vertical distribution of velocity in widerivers. Ebenda S. 467—470, Nr. 2. (Univ. Berkeley, Cal.)

**H. C. Stetson.** Current-measurements in the Georges Bank canyons. Ebenda S. 216—219, Nr. 1. (Oceanogr. Inst. Woods Hole, Mass.) *Dede.*

**H. Thorade.** Die Strommenge der Konvektionsströme. Ann. d. Hydrog. 65, 577—579, 1937, Nr. 12. Verf. bespricht die Schwierigkeiten der Bestimmung der Strommengen nach Ekman, Thorade und Werenskjöld, die darin liegen, daß zwischen zwei Linien der Strommengearten nicht überall die gleiche Strommenge fließt. Es wird über eine neue Arbeit von Jakhelln (Geof. Publ. XI, Nr. 11) referiert, der, von neuen Gesichtspunkten ausgehend, Ausdrücke für die Strommengen ableitete. Jakhelln schlägt vor, „Isolinien der Strommenge“ darzustellen, die Streifen konstanter Strommenge geben, aber wegen ihrer Abhängigkeit vom Sinus der geographischen Breite nicht mit Stromlinien identisch sind.

*F. Steinhauser.*

**H. Thorade.** Aus der Strömungsforschung. Ann. d. Hydrog. 66, 13—18, 1938, Nr. 1.

**Jonas Ekman Fjeldstad.** Results of tidal observations. Norweg. North Polar Exp. with the „Maud“ 1918—1925. Scient. Results 4, Nr. 4, 88 S., 1936.

**H. R. Seiwel.** Short-period variations of oceanographic characteristics in the Western North Atlantic. Nat. Res. Council 1937, S. 220—222, Nr. 1. (Oceanogr. Inst. Woods Hole, Mass.) *Dede.*

**A. E. Brodsky, O. Ch. Scarre, E. I. Donzowa und M. M. Sluckaia.** Die Isotopenzusammensetzung von Schnee und Bergflußwasser. Acta Physicochim. URSS. 7, 611—620, 1937, Nr. 4. (Inst. phys. Chem., Chem.-Technol. Inst. Dnjepropetrowsk.) Durch Messung der Dichte und des Brechungsindex wurde die Isotopenzusammensetzung von Schnee- und Bergflußwasser mit der Zusammensetzung des Dnjeprwasser verglichen. Der Brechungsindex wurde mit dem Interferometer gemessen, die Dichte auf  $\pm 2$  bis  $4\gamma$  genau nach der Schwebemethode, wobei ein Quarzschwimmer durch Temperaturänderung zum Schwebegleichgewicht gebracht wird. An drei Proben Schneewasser wurde eine Verarmung an Deuterium um 18 bis 32 % und ein Zuwachs von  $^{18}\text{O}$  um 0,9 bis 1,8 % gegenüber dem Standardwasser festgestellt. Die durch diese Änderung der Isotopenzusammensetzung bewirkte Gesamtänderung der Dichte stimmt mit früheren Messungen



überein, hingegen spricht die gefundene Verteilung der Dichteänderung auf Wasserstoff und Sauerstoff gegen die bisherige Annahme, daß die von gewöhnlichem Wasser abweichende Dichte der Niederschläge auf die Dichteabnahme beim Verdunsten zurückzuführen wäre. An sieben verschiedenen Wasserproben aus Bergflüssen und Quellen wurde je nach dem Ursprung der Quellen und Flüsse die Zusammensetzung des Standardwassers oder die des Schneewassers ermittelt. Ein Versuch, Luft- und Wasser-Sauerstoff auszutauschen, ergab eine Dichtezunahme des gewöhnlichen Flußwassers um 12,6 $\gamma$ . Da vollständiger Austausch rechnerungsmäßig nur eine Dichtezunahme von 7 $\gamma$  ergeben kann, nehmen die Verff. an, daß die höhere Zunahme auf eine Isotopenfraktionierung bei der Verdampfung des Wassers aus dem Apparat zurückzuführen ist.

*G. Johannsen.*

**Heinz Lettau.** Über die unmittelbare Einwirkung atmosphärischer Kräfte auf die Erdkruste. Meteorol. ZS. 54, 453—457, 1937, Nr. 12. (Leipzig.) An einem Beispiel von Registrierungen mit einem hochempfindlichen Horizontaldoppelpendel wird die Abhängigkeit des zeitlichen Ganges der Bodenneigung von den Änderungen der Luftdruckverteilung diskutiert. Überdies referiert der Verf. über Ergebnisse seiner in Gerlands Beitr. 51 veröffentlichten Arbeit (vgl. Phys. Ber. S. 764).

*F. Steinhauser.*

**H. Ertel.** Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. Mit 14 Fig. 122 S. Berlin, Verlag J. Springer, 1938. (Ergebnisse d. Math. u. ihrer Grenzgebiete, herausgegeben von d. Schriftleitung d. Zentralblatt. f. Math., Bd. 5, Heft 3.) Brosch. RM 14,—. Das Werk bietet eine Übersicht über ausgewählte Probleme der dynamischen Meteorologie und über die Methoden, die zu deren Lösung bisher Anwendung gefunden haben. Lehrbuchmäßige Vollständigkeit wird nicht angestrebt. Neue Gesichtspunkte bieten u. a. die Darstellung der Lagrangeschen Gleichungen der Hydrodynamik, die neue Formel zur Berechnung der Rossbyschen Advektionsfunktion, die Ableitung der Gleichgewichtsbedingung der Tropopause und des stationären Palmén'schen Tropopausen-trichters sowie die Relaxationstheorie der Gradientwindabweichungen. (Aus dem Vorwort des Verf.)

*H. Israëli-Köhler.*

**K. Brose.** Der jährliche Gang der Windgeschwindigkeit auf der Erde. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 1, Nr. 4, 78 S., 1936. Ausgehend von den Hellmann'schen Untersuchungen werden die verschiedenen Windgeschwindigkeitsangaben und -messungen kritisch beleuchtet. Zur Verarbeitung gelangen 322 Stationen, die über die ganze Welt verteilt liegen. Die monatlichen Werte werden in einer Tabelle angegeben. Jahresschwankung, Eintrittszeiten der Hauptextreme, Abhängigkeit von der Seehöhe und mittlere Abweichung werden genau besprochen. 37 Haupttypen werden aufgestellt. Es ergeben sich folgende Obergruppen: auf der Nordhalbkugel der ozeanische, der kontinental abgewandelte Typus und der sommerlich betonte Monsuntypus, auf der Südhalbkugel der passatische und der subtropische Typus.

*Hänsch.*

**K. Keil.** Ergebnisse der deutschen Höhenwindmessungen während des zweiten Internationalen Polarjahres 1932/1933. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 2, 107 S., 1937. Die während des Polarjahres (August 1932 bis September 1933) angestellten 16 593 Höhenwindmessungen werden für die 31 Stationen und die einzelnen Monate in den Höhenstufen 500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 4000 und 5000 m zusammengestellt. In verschiedenen Tabellen wird eine Sichtung des Materials nach einzelnen Gesichtspunkten durchgeführt. 1. Koordinaten der an den Höhenwindmessungen beteiligten 31 Stationen. 2. Zahl der an den einzelnen Stationen in den einzelnen Monaten



des Polarjahres gestarteten Pilotballonaufstiege. 3. Zahl der Messungen, die den Berechnungen für verschiedene Höhenstufen an den einzelnen Orten in den Monaten zugrunde gelegt wurden. 4. Mittlere Windgeschwindigkeit für verschiedene Höhenstufen an den einzelnen Orten in den Monaten des Polarjahres. 5. Mittlere monatliche Nord- und Ost-Komponenten der Luftversetzung an den einzelnen Orten in den Monaten des Polarjahres 1932/33. 6. Prozentische Häufigkeit der verschiedenen Windrichtungen und mittlere Windgeschwindigkeit für die Richtungen an den einzelnen Orten in den Monaten des Polarjahres 1932/33. 7. Häufigkeit der verschiedenen Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten nach Stufenwerten an den einzelnen Orten in den Monaten des Polarjahres 1932/33. *Hänsch.*

**K. Keil.** Die Höhenwindverhältnisse über Deutschland während des Polarjahres. Meteorol. ZS. 54, 479—482, 1937, Nr. 12. (Berlin-Mariendorf.) Auf Grund der Ergebnisse von 30 Höhenwindmeßstellen wurden für Höhenstufen von 500 zu 500 m Karten der mittleren Windgeschwindigkeiten über Deutschland für das ganze Polarjahr entworfen. Die Linien gleicher Windgeschwindigkeiten verschieben sich mit zunehmender Höhe langsam von Norden nach Süden, wobei die Windgeschwindigkeit in 1000 m Höhe von 9 m/sec in Küstennähe auf 6 m/sec in Alpennähe und entsprechend in 3000 m Höhe von über 11 m/sec auf 10 m/sec abnimmt. Für das 1000 m-Niveau ist die Verteilung der Windgeschwindigkeit auch für die einzelnen Jahreszeiten getrennt dargestellt. Für 500 und 2000 m Höhe sind auch die Änderungen der Windgeschwindigkeiten im Laufe des Polarjahres nach Monatsmittelwerten wiedergegeben. Es wird darauf hingewiesen, daß diese Absolutwerte durch verschiedene Faktoren wie durch verschiedene Beobachtungszeiten, durch verschiedene Ballonarten, durch Verwendung verschiedener Steiggeschwindigkeitstafeln, durch die Schönwetterauswahl und durch die Abnahme der Zahl der Beobachtungen mit der Höhe beeinflusst sind. Für Höhenstufen von 1000 zu 1000 m sind für die einzelnen Stationen in Windrosen auch die Häufigkeiten der verschiedenen Windrichtungen mit den zugehörigen mittleren Geschwindigkeiten dargestellt und für die Niveaus von 1000, 2000 und 3000 m ist auch die Verteilung der Luftversetzung im Polarjahr über Deutschland wiedergegeben. *F. Steinhäuser.*

**Jacques Gilbert.** Vérification expérimentale indirecte de la croissance logarithmique de la vitesse du vent à partir du sol. C. R. 205, 371—373, 1937, Nr. 6. Die Windzunahme mit der Höhe nach dem logarithmischen Gesetz wird durch indirekte Experimente nachgewiesen. Es zeigt sich, daß die Rauheifbildung von der Windgeschwindigkeit abhängig ist. An einer vertikal aufgestellten Stange wird der Rauheif in verschiedenen Höhen gemessen. Es zeigt sich entsprechend der Windgeschwindigkeit eine logarithmische Gesetzmäßigkeit in Abhängigkeit von der Höhe. *Hänsch.*

**J. Bjerknes.** Theorie der außertropischen Zyklonenbildung. Meteorol. ZS. 54, 462—466, 1937, Nr. 12. (Bergen.) Zur Erfassung der bei jungen Polarfrontzyklonen in verschiedenen Höhen beobachteten Luftdruckschwankungen in einer einheitlichen Theorie gibt der Verf. die Formel

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_h = - \int_h^{\infty} g \varrho \operatorname{div}_2 v \, dz + (g \varrho v_z)_h - \int_h^{\infty} g \left( v_x \frac{\partial \varrho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \varrho}{\partial y} \right) dz$$

an, wonach die lokale Druckänderung in einem Niveau  $h$  als Gewichtsänderung der darüber befindlichen ortsfesten Luftsäule dargestellt ist, die bedingt wird durch horizontale Divergenz oberhalb  $h$ , durch vertikalen Lufttransport durch die Säulengrundfläche und durch horizontale Dichteadvektion oberhalb  $h$ . Die Diskussion des Divergenzgliedes an einem als wechselnde Folge von Tiefdruckausläufern aus dem

nördlichen Poltief und Hochdruckzungen aus dem subtropischen Hochdruckgürtel schematisch dargestellten Druckfeld in einer Höhe  $h$  in der oberen Troposphäre ergibt, daß alle Trogvorderseiten horizontale Divergenz haben und daher durch Wegschaffen von Luft oberhalb  $h$  ihren Druckfall bekommen und daß alle Trogrückseiten horizontale Konvergenz haben und daher durch Luftanhäufung ihren Druckanstieg bekommen. Die anfängliche Bildung und die weitere Verstärkung der oberen Druckwelle wird auf den durch das zweite Glied der Gleichung gegebenen vertikalen Lufttransport, auf die absinkende Luftbewegung wegen Überwiegen horizontaler Divergenz unterhalb  $h$ , zurückgeführt. Der Divergenz-Konvergenz-Effekt sorgt dann für die West-Ost-Bewegung der Druckwelle. Durch die im dritten Glied der Gleichung zum Ausdruck kommenden Vorgänge wird in der Stratosphäre ein Beitrag zur Verstärkung der oberen Welle geliefert; er wird aber in der Troposphäre wieder aufgehoben. Im Druckverlauf am Boden sind der Druckfall vor der Warmfront und der erste Teil des Druckanstiegs hinter der Kaltfront hauptsächlich auf Rechnung des Advektionsgliedes, der Druckfall im Warmsektor und der Druckanstieg gegen den Hochdruckteil hin in der Hauptsache auf Rechnung des Divergenzgliedes zu setzen. Der bei sich vertiefenden Zyklonen nach dem Durchgang des Druckzentrums sich einstellende Druckfall und damit die Vertiefung der Zyklone wird auf eine Rückseitendivergenz der unteren Troposphäre zurückgeführt. Damit erscheint die Frontalwelle wieder als primärer Ursprung der Zyklonen.

*F. Steinhäuser.*

**R. Scherhag.** Synoptische Untersuchungen über die Entstehung der atlantischen Sturmwirbel. Meteorol. ZS. 54, 466—469, 1937, Nr. 12. (Berlin.) Die Entstehung der Sturmwirbel, deren kinetische Energie zuerst in der Höhenströmung über den Frontalzonen aufgespeichert wird, erfolgt stets im „Delta“ dieser Frontalzonen, wo eine deutliche Richtungsdivergenz der Höhenströmung vorhanden ist. An dem Witterungsverlauf des im nordatlantischen Ozean besonders sturmreichen Januar 1937 zeigt der Verf., daß dies auch bei Zugrundelegung der mittleren Druckverteilung ganzer Monate gilt. In diesem Monat war das Islandtief im Mittel um 18 mb verstärkt. Das atlantische und pazifische Hoch waren voneinander getrennt, und zwischen ihnen lag im amerikanischen Seengebiet eine ausgeprägte Frontalzone, in der im Raum 50° N und 70° W Luftmassen aus dem wärmsten und kältesten Gebiet gegeneinander geführt wurden. Aus der Karte der mittleren Druckabweichungen ist ersichtlich, daß gegen dieses Gebiet der Warmluft eine Zusatzkomponente nach NW und der Kaltluft eine solche nach SE erteilt war. So war diese Frontalzone, die normalerweise im Winter im Raum von Bermuda sein sollte, nach NW verschoben und zugleich wesentlich verstärkt, weshalb in ihrem Delta besonders heftige Zyklongenese eintraten. An dieser Entwicklung zeigt sich, daß der Witterungscharakter in Deutschland maßgebend von der Intensität einer Frontalzone über Nordamerika abhängig sein kann. Der Verf. weist darauf hin, daß die Hauptunterteilung in Polar- und Tropikluft allein der allgemeinen Zirkulation gerecht wird. Eine arktische Front ist im allgemeinen nur auf der Ostseite des Island- und Aleutentiefs entwickelt, nicht aber auf der Rückseite der zyklonischen Aktionszentren. Zur Bestimmung der Fronten, die der Angelpunkt des ganzen Wettergeschehens sind, und der zyklogenetischen Wirkung einer Frontalzone ist es wesentlich, die tatsächlichen Luftströmungen zu berücksichtigen und die Ursprungsorte der gegeneinander geführten Luftmassen zu kennen, wofür der Isobarenverlauf maßgebend ist. Eine schematisch durchgeführte Luftmassenanalyse auf Grund der äquipotentiellen Temperatur birgt die Gefahr einer willkürlichen Unterteilung und einer Verschleierung maßgebender Faktoren oder Frontalzonen in sich.

*F. Steinhäuser.*

**E. Moll.** Studien zur Frage des Malojawindes. Meteorol. ZS. 54, 486—487, 1937, Nr. 12. (Innsbruck.) Der Malojawind tritt an Schönwettertagen am häufigsten im obersten Teil des Engadins bei Maloja und Sils auf und kommt talabwärts bei Brail (40 km) nur mehr selten vor. Er erstreckt sich von 5 bis 50 km engadinabwärts. Die relative Höhe des Malojawindes nimmt von 800 bis 900 m am Malojapaß gegen sein Ende hin ab. Durch Pilotballonaufstiege wurde festgestellt, daß nachts über der talabwärts fließenden bodennahen Luft ein talaufwärts strömender Gegenwind des Malojawindes weht. Zwischen Malojawindbereich und der relativen Kammhöhe wurde ein periodisches Windsystem mit zum Malojawind entgegengesetzter Phase festgestellt, das mit dem normalen Talwindssystem des Oberengadins identifiziert wurde. Der Einsatz des Malojawindes erfolgt schlagartig. Im Oberengadin bestehen zwei Talwindssysteme übereinander: das anormale Malojawindsystem und darüber das normale Talwindsystem. *F. Steinhäuser.*

**G. Tiercy et Ch. Golaz.** Surla loi de variation de la vitesse du vent avec l'altitude. C. R. Séances Soc. de phys. de Genève 54, 70—73, 1937, Nr. 2. [Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) 19, 1937, Juil./Aug.] Mit Hilfe der auf Grund der Vorstellungen von Prandtl und Tollmien über die Reibung bei strömenden Flüssigkeiten abgeleiteten Formel

$$V = a \cdot z^{0,157}, \text{ wo } a = 1,565 \cdot G^{0,880} (2 \omega \sin \varphi)^{-0,760} \cdot k^{-0,038},$$

wurden für drei bestimmte Luftdruckgradienten  $G$  Tabellen für die Werte der Windgeschwindigkeiten  $V$  in verschiedenen Höhen  $z$  in Abhängigkeit vom Rauigkeitsmaß  $k$  berechnet ( $\omega$  = Rotationsgeschwindigkeit der Erde,  $\varphi$  = geographische Breite). Die Tabellen gelten für  $\varphi = 47^\circ$  und für die Luftdruckgradienten, bei denen  $G/2 \omega \sin \varphi$  die Werte 1, 10 und 20 m/sec annimmt; sie geben Anhaltspunkte für eine Überprüfung der Theorie durch Beobachtungen. Das Rauigkeitsmaß  $k$  hat näherungsweise den Wert 1 m über Felder und Prärien, 10 m über einheitlichen Wäldern und 100 m über großen Städten. *F. Steinhäuser.*

**Martin Rodewald.** Zur Frage der allgemeinen Zirkulation im strengen Winter 1928/1929. Ann. d. Hydrog. 65, 569—573, 1937, Nr. 12. (Hamburg.) Während A. Wagner für den Januar und Februar 1929 eine Abschwächung der allgemeinen Zirkulation festgestellt hatte, zeigt der Verf., daß nach einer im November und Dezember eingetretenen Verstärkung der zonalen Zirkulation im Januar und Februar ein Systemwechsel auf seine gesteigerte meridionale Austauschströmung erfolgte, die bedeutend leistungsfähiger ist als die zonale West-Ost-Zirkulation. Als Hypothese wird ausgesprochen, daß allgemein die West-Ost-Zirkulation gesteigerten Ansprüchen des Wärmetransports nur bis zu einem gewissen Grad durch Verstärkung genügen kann, daß aber bei weiterer Steigerung der Ansprüche eine Umschaltung auf die rationeller arbeitende Meridionalzirkulation erfolgt. Für diese Hypothese spricht die Entwicklung im strengen Winter 1928/1929. Der als Maß für die Stärke der zonalen Zirkulation gebräuchliche Luftdruckunterschied zwischen  $30^\circ$  und  $65^\circ$  Breite ist zur Festlegung der Verstärkung der meridionalen Zirkulation ganz ungeeignet. Als entsprechendes Maß hierfür wird die Bildung von Summen der Luftdruckdifferenzen aller auf einem Breitenkreis liegender relativen Tiefpunkte und Hochpunkte des Luftdrucks vorgeschlagen. Diese Summen der Luftdruckdifferenzen längs der einzelnen Breitenkreise, in Abhängigkeit von der Breite dargestellt, ergeben die „Zirkulationskurven“. Die Zirkulationskurve des kalten Februar 1929 lag zwischen  $35^\circ$  und  $80^\circ$  Breite beträchtlich über der Zirkulationskurve eines normalen Februar. Wenn man die Druckdifferenzensummen aller Breitenkreise addiert und daraus den Mittelwert für einen Breitenkreis berechnet, bekommt man die „Relativzahl der Zirkulation“. Sie hatte in den ge-



mäßigsten Breiten im Februar 1929 den Wert 99, in einem normalen Februar beträgt sie aber nur 76.

*F. Steinhäuser.*

**G. Pogade.** Zyklolyse und Zyklogenese an nordamerikanischen Kaltfronten. Ann. d. Hydrol. 66, 32—35, 1938, Nr. 1; auch Meteorol. ZS. 54, 469, 1937, Nr. 12. (Dt. Seewarte Hamburg.) Durch eine eingehende aerologisch-synoptische Untersuchung zweier Kaltfronteinbrüche über Nordamerika im Oktober 1936 wird gezeigt, daß es auf die Lage der Divergenz- und Konvergenzgebiete der Höhenströmung ankommt, ob sich eine Depression trotz großen Warmsektors aufüllt oder ob sie sich vertieft. Im ersten Falle war der stärkste Temperaturgegensatz an der Kaltfront vor dem Tiefzentrum. Dementsprechend lag auch vor dem Tief ein starkes Konvergenzgebiet der Höhenströmung, das dort beträchtlichen Druckanstieg bewirkte und damit zur Auffüllung der Zyklone führte. Im zweiten Falle lag die Zone stärksten Temperaturgegensatzes auf der Rückseite des Tiefs. Dementsprechend ergab sich eine Divergenz der Höhenströmung vor dem Tief und eine starke Konvergenz auf der Rückseite; die daraus resultierenden Druckänderungen führten zu einer Vertiefung der Depression.

*F. Steinhäuser.*

**G. Schinze.** Hauptluftmassengrenzen (AF und TF) und Höhenströmung auf der Zirkumpolarkarte. Meteorol. ZS. 54, 453, 1937, Nr. 12. (Berlin.) Zur Erstellung von mehrtägigen Großwetterlagen-Vorhersagen ist die derzeitig gebräuchliche 500 mb-Karte häufig nicht ausreichend, da sie mangels geeigneter Beobachtungen nur für ein verhältnismäßig zu kleines Gebiet entworfen werden kann. Der Verf. empfiehlt daher die Herstellung einer erweiterten Höhenströmungskarte, deren Isolinien Summeneinheiten verbinden, die dadurch gewonnen werden, daß zu dem um 1000 mb verminderten Luftdruck der Bodenkarten die Temperatur in °C addiert wird. Diese Isolinien geben angenähert die Richtung und die ungefähre Stärke der Höhenströmung für die 750 mb-Fläche. Als Beispiel für die Brauchbarkeit dieser Karten führt der Verf. an, daß aus den Höhenströmungskarten vom 7. und 9. September 1937 bereits die Umgestaltung zu dem Wettersturz vom 11. September ersichtlich war, während sie in der zu kleinen 500 mb-Karte sich erst am 10. und 11. zeigte.

*F. Steinhäuser.*

**L. Egersdörfer.** Fragen der praktischen Aerologie. Meteorol. ZS. 54, 483—484, 1937, Nr. 12. (Berlin.) Die Erweiterung der Karten der Topographie der 500 mb-Flächen über Mitteleuropa hinaus in Gebiete, aus denen keine genügenden aerologischen Messungen vorliegen, erfordert eine Extrapolation, die von der Bodenwetterkarte ausgehend den Luftmassenaufbau berücksichtigen muß. Um Vorstellungen über die Grenzen, innerhalb derer Änderungen vorkommen können, zu erhalten, wurden unter Annahme von Frontalzonen mit einem Temperatursprung von 10° und einem Bodendruckunterschied von 5 mb für sommerliche Verhältnisse für die drei Hauptluftmassen  $T_L$ ,  $G_L$  und  $A_L$  bei verschiedenen vertikalen Temperaturgradienten die mittleren Temperaturen in 3 gkm und Temperatur und Druck in 6 gkm berechnet. Daraus ergab sich, daß innerhalb jeder Luftmasse von 6 gkm Schwankungen der Mitteltemperatur um 9° und zwischen zwei benachbarten Luftmassen maximale Unterschiede der Mitteltemperaturen bis 19° und zwischen der wärmsten  $T_L$  und der kältesten  $A_L$  solche von 29° auftreten können. Dem entsprechen Schichtdickenänderungen bis 190 gdm innerhalb einer Luftmasse, von 20 bis 400 gdm zwischen einer Luftmasse und der nächstkälteren und von 230 bis 610 gdm zwischen einer  $T_L$  und  $A_L$ . Daraus ergibt sich die Anzahl der Isolinien, die beim Zeichnen relativer Topographien innerhalb einer Luftmasse und zwischen zwei verschiedenen Luftmassen höchstens möglich sind. Die Druckunterschiede zwischen benachbarten Luftmassen hängen hauptsächlich nur von den Gradienten

in diesen Luftmassen ab. Für verschiedene Annahmen werden Angaben über Druckunterschiede und über die Druckgradienten und Gradientwinde in der Höhe gemacht. Es wird gezeigt, daß eine „Front“ von einer scharfen Diskontinuitätsfläche im Anfangszustand mit der Zeit sich in eine mit der Höhe immer breiter werdende Übergangszone verwandelt.

*F. Steinhäuser.*

**A. Schmauß.** Luftmassenablösungen über den östlichen Alpengebieten. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 6, 26 S., 1937. Zur Untersuchung von Luftmassenablösungen über den östlichen Alpen wird nacheinander behandelt: Die Verteilung von interdiurnen  $+$ - und  $-$ -Temperaturänderungen  $> 4,5^\circ$  auf Säntis, Zugspitze und Sonnblick. Der jährliche Gang der Häufigkeiten. Mittlere Temperaturdifferenzen der Luftmassen. Vergleich mit älteren Beobachtungen von Säntis und Sonnblick. Säkulare Schwankungen der „Wetterhaftigkeit“. Verhalten der Singularitäten auf Säntis, Zugspitze und Sonnblick. Zueichtung der Singularitäten. — Unter anderem ergeben sich folgende Resultate: Es gibt mehr negative große interdiurne Temperaturänderungen, die von der Seehöhe und der Lage zum Gebirge abhängig sind. Die drei Berge gehören dem Höhentypus an. Für die Luftmassenablösung lassen sich charakteristische Temperaturschwankungen angeben. Die säkularen Gänge stimmen nicht immer überein. *Hänsch.*

**N. Racky.** Bestimmung schneller individueller Temperaturänderungen in der Atmosphäre. Ann. d. Hydrog. 65, 562—568, 1937, Nr. 12. (Perleberg, Westprig.) Die individuellen Änderungen der potentiellen Temperatur lassen sich aus lokalen Änderungen, die sich aus in kurzen Abständen aufeinanderfolgenden Aufstiegen ergeben, und aus dem Transport verschieden temperierter Luftmassen bestimmen. Da die zur Bestimmung des Anteiles des horizontalen Transportes notwendigen Temperaturgradienten bei Aufstiegen an einem Ort nicht gegeben sind, wird eine Formel abgeleitet, nach der es möglich ist, die Temperaturgradienten aus der Mitteltemperatur, dem Wind und seinen Änderungen mit der Höhe zu berechnen. Aus den in kurzen Abständen aufeinanderfolgenden Aufstiegen und aus ihren schichtweisen Auswertungen war auch eine genaue Berechnung der Vertikalbewegung und damit der individuellen Temperaturänderungen in strömender Luft möglich. Aus den in den einzelnen Schichten festgestellten starken Schwankungen der Größe bzw. auch des Vorzeichens der individuellen Temperaturänderungen wird geschlossen, daß auch die großen Gleitvorgänge in der Atmosphäre stark unetige turbulente Bewegungen darstellen. Für Aufstiegserien vom 14. bis 19. Mai 1934 aus Lindenberg wird durch Berechnung des Druckganges in 1000 dyn/m Abstand bis zu den erreichten höchsten Luftschichten festgestellt, daß bei ansteigendem Druckgang in der Höhe positive individuelle Temperaturänderungen, also Abgleiten mit Erwärmung und bei Druckfall in der Höhe Abkühlung durch Aufgleiten sich zeigen. Aus einer Darstellung der aus der individuellen Temperaturänderung folgenden Druckänderung, der Druckänderung, die am Boden festgestellt wurde, und der Druckänderung, die aus der Advektion folgt, ergibt sich eine Kompensation der Druckänderung aus der Höhe durch die Druckänderung aus der individuellen Temperaturänderung. Im Mittel sind die Temperaturänderungen aus der Vertikalbewegung mindestens von der gleichen Größenordnung wie die aus der Advektion. Die Vorgänge werden in einem bestimmten Wetterablauf genau erörtert.

*F. Steinhäuser.*

**A. Wagner.** Über die vertikale Mächtigkeit einer thermischen Zirkulation und die vertikale Temperaturschichtung in derselben. Gerlands Beitr. 51, 410—421, 1937, Nr. 4. (Innsbruck.) Verf. zeigt einleitend die Schwierigkeiten, die nach dem Hannschen Schema der thermischen

Zirkulation für die Möglichkeit einer oberen Begrenzung dieser Zirkulation innerhalb der Atmosphäre und für den Entwurf von diesem Schema entsprechenden Strömungslinien bestehen. Er weist darauf hin, daß eine obere Begrenzung der Zirkulation möglich ist, wenn oberhalb der thermischen Ausgleichsfläche die bestehenden Druckgradienten durch entgegengesetzte Temperaturgradienten kompensiert werden, wenn also über dem Kaltgebiet ein Warmgebiet und über dem Warmgebiet ein Kaltgebiet liegt; diese entgegengesetzte Temperaturverteilung soll dabei nur bis zu der Höhe reichen, in der die horizontalen Druckgradienten verschwinden. Eine Erklärung gibt folgende Überlegung: Die durch eine obere Kältequelle eingeleitete absteigende Bewegung veranlaßt in der darüberliegenden Schicht ebenfalls absteigende Bewegungen verbunden mit Konvergenz. Dadurch wird eine Erwärmung verursacht, die höher hinaufreicht als eine von der Kältequelle her durch Austausch und Strahlung bewirkte Abkühlung der unmittelbar darüberliegenden Schicht. Umgekehrt ist es beim Vorhandensein einer Wärmequelle, die in der oberen Schicht Divergenz und Abkühlung verursacht. Auch die größten Zirkulationen sind innerhalb der Atmosphäre begrenzt, wenn durch einen Wärmeregler von einer bestimmten Höhe aufwärts die Temperatur annähernd auf einem Normalwert gehalten wird. In diesem Sinne wirkt das Strahlungsgleichgewicht in den höheren Luftschichten oberhalb der Tropopause. Nach den im vorstehenden dargelegten Schema erklärt der Verf. auch die Temperaturschichtung innerhalb der Zirkulation zwischen Kalmenzone und Roßbreiten. Die tiefen Temperaturen der Substratosphäre in den Tropen entsprechen demnach nicht dem Strahlungsgleichgewicht, sondern sie sind vor allem durch dynamische Vorgänge verursacht. Die Tropopause ist nicht als Begrenzung der vertikalen Zirkulation anzusehen, sondern sie erscheint nur als Grenze, oberhalb welcher die Strahlungseinflüsse gegenüber dynamischen Einflüssen überwiegen.

*F. Steinhauser.*

**F. Steinhauser.** Über Zusammenhänge in der Struktur des Jahresganges der Temperatur in Mitteleuropa. Meteorol. ZS. 54, 488—491, 1937, Nr. 12. (Wien.) Durch einen Vergleich der Jahreskurven 30 jähriger Mittelwerte der Tagesmittel der Temperatur von Sonnblick (3106 m) und Wien (202 m) aus der Periode 1901—1930 ergab sich die Möglichkeit durch Beachtung der „Singularitäten“ der Kurven Art und Reichweite der Wirkung dynamischer Klimafaktoren zu beurteilen. Daraus ließ sich folgende natürliche Gliederung des Jahres nach dem Zusammenhang zwischen der Atmosphäre des Hochgebirgsgipfels und der Niederung hinsichtlich Temperaturablauf und Temperaturgestaltung ableiten: 1. Von Anfang Dezember bis Mitte Februar ist die Atmosphäre am stabilsten geschichtet; die dynamischen Klimafaktoren erfassen die höheren Luftschichten zum großen Teil in anderer Art als die der Niederung. 2. Von Mitte Februar bis Ende März zunehmender Einfluß der Einstrahlungswirkung in der Niederung und damit Steigerung der vertikalen Konvektion und Beginn der engeren Kopplung zwischen oberen und unteren Luftschichten. 3. Von Anfang April bis Ende Juli ist die Zeit der stärksten Vertikalkonvektion; daher nahezu paralleler Verlauf der beiden Temperaturkurven in diesem Abschnitt. 4. Von Anfang August bis Anfang Dezember zunehmende Ausstrahlungswirkung der Niederung und damit Dämpfung der Singularitäten der Temperaturkurve der Niederung gegenüber der der höheren Luftschichten.

*F. Steinhauser.*

**Fr. Model.** Wetterkartensymmetrie. Meteorol. ZS. 54, 450—452, 1937, Nr. 12. (Hamburg.) Unter Wetterkartensymmetrie ist gemeint, daß, wenn am Tage  $-a$  vor dem Symmetrietag über einem bestimmten Gebiet Tiefdruck vorhanden war, dort auch am Tage  $+a$  nach dem Symmetrietag ein ähnliches Tiefdruckgebiet zu finden ist. Die Untersuchung ergab, daß von einer der Luftdruckkurven



symmetrie entsprechenden Wetterkartensymmetrie im allgemeinen nicht gesprochen werden kann. Die vorgefundenen Wetterkartensymmetrien ergeben sich aus dem Zusammenspiel qualitativ erfaßbarer Nebenerscheinungen. An Beispielen wird für die einfachsten Fälle, in denen nur eine Welle in Erscheinung tritt, gezeigt, in welcher Weise die einen Symmetriepunkt erzeugenden Wellen im Wetterkartenbild zu erkennen sind. Bei einer kurzen (etwa achttägigen) Welle zeigt sich eine Wetterkartensymmetrie, die zu den Zeiten mit  $dp/dt = 0$  der ortsfesten Luftdrucksymmetriekurve eintritt. Eine lange Welle verursacht dagegen keine gleichen Wetterkarten, sondern symmetrische Großwetterlagen in dem Sinne, daß im Abschnitt der Tiefdruckphase die Zyklonen durch das Gebiet der Welle hindurch, im Abschnitt der Hochdruckphase aber um dieses Gebiet herumlaufen. Wenn die durch eine lange Welle gesteuerten Zyklonen durch eine kurze Welle erfaßt werden, kann es durch den Einfluß der letzteren vorkommen, daß auch bei langen Wellen eine Wetterkartensymmetrie möglich ist, und zwar nur zu den Zeiten mit  $dp/dt = 0$ .

*F. Steinhäuser.*

**B. Haurwitz.** Bemerkungen zur „Advektiv-dynamischen Theorie der Luftdruckschwankungen und ihrer Periodizitäten“. Gerlands Beitr. 51, 422—425, 1937, Nr. 4. (Toronto). Verf. erhebt verschiedene Einwendungen gegen eine Arbeit von Ertel (vgl. Phys. Ber. 17, 1115, 1936), in denen er darauf hinweist, daß die darin gegebenen mathematischen Ableitungen zum Teil zu nicht eindeutig zwingenden meteorologischen Folgerungen führen. *F. Steinhäuser.*

**E. Dinies.** Der Aufbau von Steig- und Fallgebieten. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 3, 16 S., 1937. Zur Untersuchung von Steig- und Fallgebieten werden Wetterkarten aus den Jahren 1931 bis 1936 nach geschlossenen, etwa kreisförmigen Druckänderungsgebieten über Mitteleuropa durchgesehen. Aus den 72 Monaten werden 957 brauchbare Tage herausgesucht, an denen Deutschland an einer bestimmten Stelle der Drucksteig- und -fallgebiete lag. Die Bearbeitung der Wetterlagen unter Verwertung sämtlicher Höhengaufstiege erstreckt sich bis zu einer Höhe von 600 mb. Der Reihe nach werden untersucht: Das räumliche Isallothermen- und Isalohypsenfeld, die Änderungen der relativen und spezifischen Feuchte und der Äquivalenttemperatur, schließlich die Wettererscheinungen beim Vorüberzug eines Fall- und Steiggebietes. Aus den 24 stündigen mittleren Änderungen der einzelnen Elemente zeigt sich, daß in der Regel auch die Kaltluft in der Höhe vorseilt. Der Kaltlufteinbruch am Boden erfolgt durch Herabstürzen der Kaltluft aus der Höhe. Die Wettererscheinungen stimmen durchaus mit den Untersuchungen überein. Weiter lassen sich die Wettererscheinungen am Beobachtungsort mit der Lage der Druckfall- und Drucksteiggebiete in Verbindung bringen. *Hänsch.*

**Albert Kratzer.** Das Stadtklima. Mit 43 Abb., 144 S. Braunschweig, Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, 1937. (Wissenschaft, Einzeldarstellungen a. d. Naturwiss. u. d. Techn., herausgegeben von Wilhelm Westphal, Bd. 90.) Brosch. RM 8,—. Das Werk gibt eine Übersicht über die klimatischen Abweichungen der Städte gegenüber ihrer Umgebung und deren Ursachen. Die Großstädte besitzen in ihrer bekannten Dunsthaube ein klimabedingendes und klimaveränderndes Agens besonderer Bedeutung. Weitere klimabedingende Charakteristika der Stadtlandschaft sind die Veränderungen der Bodenbeschaffenheit („künstlicher Fels“ an Stelle der Vegetationsdecke) und die Zerlegung der Oberfläche in zwei wirksame Ebenen (Dachniveau und Straßenniveau). — Die im Durchschnitt etwa 10 bis 20 %ige Absorption der auffallenden Strahlung in der Dunsthaube hat einen entsprechenden Rückgang des Lichtgenusses in der Großstadt zur Folge (Erniedrigung der Himmelsbläue; Sichtverschlechterung). Besonders betroffen wird im allgemeinen die kurzwellige Strahlung. Gleichzeitig schwächt die Dunstschicht die Ausstrahlung. Beides

zusammen bedingt eine merkliche Änderung des Wärmehaushalts, der vor allem in der Temperaturverschiedenheit der Städte zu ihrer Umgebung zum Ausdruck kommt: Der mittlere Jahresunterschied der Temperatur zwischen Stadt und Umgebung beträgt  $+0,5$  bis  $1,5^{\circ}\text{C}$ . Eine Untersuchung des Jahrganges dieses Unterschiedes in verschiedenen Klimaten zeigt, daß der durch Industrie- und Hausfeuerung frei werdenden Wärmeenergie dabei eine entscheidende Bedeutung zukommt. Im Tagesverlauf der städtischen Temperaturbegünstigung liegt das Minimum gegen Mittag, das Maximum (infolge der Ausstrahlungsbehinderung durch die Dunstschicht) nachts, d. h. also: Der tägliche Temperaturgang erfährt in der Stadt eine deutliche Abschwächung. Der nächtliche Wärmeschutz der Dunstschicht kommt in einer wesentlich verminderten Zahl der Nächte mit leichtem Strahlungsfrost zur Auswirkung. — Die eigenen Temperaturverhältnisse der Großstadt bedingen eigene Windverhältnisse: Die Erwärmung der Dunsthaube bewirkt eine Vertikalbewegung und kann dadurch bei ruhigem Wetter zur Ausbildung eines stadtwärts gerichteten „Flurwindes“ führen. — Die Hebung der dunsthaltigen Luftmassen über der Stadt bewirkt weiter verstärkte Wolkenbildung gegenüber der Umgebung, die im Stadtgebiet und vor allem auf der Leeseite erhöhte Niederschlagsmengen bedingt. Über einen eventuellen Einfluß auf die Gewitterhäufigkeit ergab sich kein klares Bild; wohl aber scheint durch die Stadt die Hagelbildung fördernd beeinflusst, Schneefälle scheinen im Stadtgebiet häufiger und leichter vorzukommen als in ihrer Umgebung; als Erklärung wird eine Erleichterung der Kondensation im Bereich des Stadtdunstes angenommen. — Die Bodenbeschaffenheit der Städte („künstlicher Fels“) hat zur Folge, daß die fallenden Niederschläge in erhöhtem Maße an die Flüsse abgeführt, also dem kleinen Wasserkreislauf entzogen werden, so daß eine Stadt also ähnlich einer Wüstenlandschaft austrocknend auf die Umgebung wirkt. *H. Israël-Köhler.*

**Georges Déjardin.** Le spectre d'absorption de l'ozone atmosphérique et la température de la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 150 S—151 S, 1937, Nr. 12. [Bull. Soc. franç. de phys. Nr. 411.] Kurzer Bericht über die Möglichkeit, aus dem Stärkeverhältnis der Absorptionsbanden auf die durchschnittliche Temperatur des Ozons in der Atmosphäre zu schließen ( $238^{\circ}\text{K}$ ). Wenn die Temperaturverteilung bis zu 30 km Höhe und die vertikale Verteilung des Ozons bekannt ist, läßt sich daraus die durchschnittliche Temperatur des Ozons oberhalb von 30 km abschätzen (260 bis  $280^{\circ}\text{K}$ ). *Bandow.*

**F. W. Paul Götz.** Grundlagen des UV-Dosimeters. Meteorol. ZS. 54, 460—462, 1937, Nr. 12. (Arosa.) Die Reaktion des UV-Dosimeters ist bekanntlich temperaturempfindlich. Die anzubringende Temperaturkorrektur hängt von der spektralen Verteilung des zu messenden Lichtes, für die als Näherungsmaß bei natürlichem Licht die Sonnenhöhe angegeben werden kann, ab. Es werden die für verschiedene Expositionszeiten bestimmten Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe angegeben. Sie nehmen mit wachsender Sonnenhöhe ab und mit abnehmender Expositionszeit zu. Absorptionsmessungen der Testflüssigkeit ergaben, daß mit steigender Temperatur die Absorptionskurve sich gegen das langwellige verschiebt. Die in den Gebrauchsanweisungen des UV-Dosimeters als Näherungswert zur Erzielung eines gerade erkennbaren Erythems angegebene notwendige Bestrahlungszeit von 300/Imin gilt nur bei einseitigem Lichteinfall. Bei der natürlichen „Ortshelligkeit“ muß auch die räumliche Verteilung des Lichtes berücksichtigt werden. Als Beispiel wird der Tagesgang der auf dem Jungfrauojoch im Juli gemessenen UV-Sonnenstrahlung, des Oberlichtes und der als Summenwirkung von Sonnen-, Himmels- und Reflexstrahlung aufgefaßten Ortshelligkeit angegeben. *F. Steinhauser.*

**Etienne Vassy.** Sur quelques propriétés de l'ozone et leurs conséquences géophysiques. Ann. de phys. (11) 8, 679—777, 1937, Dez. (Lab. Phys. Sorbonne.) Laboratoriumsuntersuchungen ergaben, daß im Gebiet der Huggins-Bande eine Temperaturerniedrigung von  $+20$  auf  $-80^\circ$  die Koeffizienten der Absorptionsmaxima fast gar nicht ändert, die der Absorptionsminima aber proportional der Temperaturabnahme verringert. Im Gebiet der Hartley-Bande werden die Absorptionskoeffizienten durch die Temperaturabnahme nur ganz wenig geändert. Im Gebiet der Chappuis-Bande nehmen sie mit abnehmender Temperatur zu; ihre Abhängigkeit von der Temperatur ist für die verschiedenen Wellenlängen graphisch dargestellt. Bei Temperaturerhöhung von  $20$  auf  $75^\circ$  nehmen im Gebiet der Huggins-Bande die Koeffizienten der Absorptionsmaxima nur wenig, die der Absorptionsminima aber beträchtlich zu, und zwar bei den längeren Wellen mehr als bei den kürzeren. Im zweiten Teil werden auf Grund der vorstehenden Ergebnisse die festgestellten Unterschiede zwischen den Absorptionskoeffizienten des atmosphärischen Ozons und den im Laboratorium bestimmten diskutiert, und es wird danach eine Methode zur Bestimmung der Mitteltemperatur des atmosphärischen Ozons entwickelt. Für die Atmosphärenschicht über  $30$  km Höhe wird eine Mitteltemperatur von  $+15^\circ$  gefunden; oberhalb  $30$  km Höhe muß dementsprechend die Temperatur von  $-50^\circ$  auf so hohe Werte ansteigen, daß sich daraus eine Mitteltemperatur von  $+15^\circ$  ergibt. Aus der festgestellten Temperaturabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten werden auch Folgerungen für die Meßtechnik des atmosphärischen Ozons, für die Bestimmung seines Gesamtbetrages und seiner Konzentration in Bodennähe abgeleitet. Eine eingehende Untersuchung der thermischen Zersetzung des Ozons bei verschiedenen Temperaturen führte auch zu Aussagen über die Existenzmöglichkeit des Ozon in höheren Atmosphärenschichten und über seine Bildung. Danach kann Ozon oberhalb  $60$  km nicht existieren, und für seine Bildung können nicht die Elektronen des Nordlichtes verantwortlich gemacht werden.

*F. Steinhauser.*

**I. A. Khvostikov.** Les propriétés de la lumière diffuse du ciel. C. R. Moscou (N. S.) 17, 195—199, 1937, Nr. 4. (Comm. Étude Stratosph. Inst. Opt. Acad. Moscow.) Das diffuse Leuchten des Himmels wurde in zwei Aufstiegen von einem Stratosphärenballon aus in  $9450$  und  $7900$  m Höhe untersucht. Mit lichtstarken Spektrographen wurde zunächst die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum des Himmelleuchtens untersucht und in einer Kurve im Wellenlängenbereich  $4500$  bis  $6000 \text{ \AA}$  festgelegt. In einer Tabelle sind die Polarisationsgrade für die einzelnen Wellenlängenbereiche von  $100 \text{ \AA}$  im sichtbaren Spektrum zusammengestellt. Die Messungen werden mit den nach Rayleigh berechneten verglichen.

*Frerichs.*

**O. Hoelper.** Über die Bestimmung der atmosphärischen Trübung und des Wasserdampfgehaltes aus Strahlungsmessungen. Meteorol. ZS. 54, 458—460, 1937, Nr. 12. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Die aus verschiedenen Spektralbezirken gleichzeitig ermittelten Trübungskoeffizienten  $\beta$  weichen voneinander in einer Weise ab, die von der Wetterlage, der Luftmassenherkunft und dem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre abhängt und einen jahreszeitlichen Gang zeigt. Die spektrale Verschiebung der Trübungskoeffizienten hängt mit Veränderungen des Größenexponenten  $a$  zusammen. Aus einer zahlenmäßigen Erfassung dieser Zusammenhänge wird die Möglichkeit einer Korrektur der bei Annahme mittlerer Verhältnisse erhaltenen angenäherten Trübungswerte und damit eine vollständige und einfache Charakterisierung des atmosphärischen Trübungszustandes erwartet. — Der Verf. erinnert an seine und Kimballs Berechnungen der Abhängigkeit der Strahlungsverluste vom Wasserdampfgehalt und weist darauf



hin, daß die von Moeller angestellten Berechnungen nur die Hälfte und bei höheren Luftmassen nur  $\frac{1}{3}$  des wirklichen atmosphärischen Wasserdampfgehalts liefern. Auf Grund der Potsdamer Strahlungsmessungen im Jahre 1936 wird der tatsächliche mittlere Zusammenhang zwischen Bodendampfdruck und Wassergehalt der Atmosphäre abgeleitet, der sich durchaus nicht als lineare Beziehung ergibt in Abweichung von den nach der Fowleschen Gleichung gewonnenen Ergebnissen. Im einzelnen wird der Jahresgang der Trübungskoeffizienten der Rotstrahlung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre und des Bodendampfdrucks wiedergegeben.

*F. Steinhäuser.*

**E. O. Hulburt.** Observations of a Searchlight Beam to an Altitude of 28 Kilometers. Journ. Opt. Soc. Amer. 27, 377—382, 1937, Nr. 11. (Naval Res. Lab. Washington.) Der Strahl eines Beck-Scheinwerfers (Spiegeldurchmesser 150 cm, 150 Amp. 78 Volt) wird unter 30 und 45° in Richtung einer 18,4 km entfernten Beobachtungsstation gelenkt. Er ist in klarer Nacht bis 20 km Höhe sichtbar und konnte bis 28 km Höhe mit hochempfindlichen panchromatischen Platten photographiert werden. Die Intensität wurde an den Aufnahmen ausgemessen und war von derselben Größenordnung, wie sie die Theorie von Rayleigh für die Streuung an Körpern, die klein gegen die Wellenlänge sind, angibt. Bei 5 km Höhe war die beobachtete Intensität um den Faktor 7 größer als der theoretische Wert. Dieser Unterschied gleicht sich bis 10 km fast aus. Dies führt Verf. auf kleine Mengen von Nebelteilchen zurück, die über 10 km Höhe keinen Einfluß mehr ausüben. Es wird die Versuchsanordnung, die sensitometrische Methode der Intensitätsmessung und die theoretische Berechnung der Intensitätsabnahme behandelt.

*Patzelt.*

**Hans Neuburger.** Über die Beziehung zwischen der Sonnentätigkeit und dem Auftreten von Haloerscheinungen. Gerlands Beitr. 51, 343—364, 1937, Nr. 4. (Hamburg.) Einleitend wird darauf hingewiesen, daß bei Untersuchungen über Beziehungen zwischen der Sonnentätigkeit, die durch die Sonnenfleckenzahlen (*S*) oder durch die erdmagnetischen Charakterzahlen (*E*) charakterisiert wird, und den Kondensationsvorgängen in der oberen Troposphäre aus verschiedenen Gründen die Beachtung der Haloerscheinungen allein kein ausreichendes Mittel darstellt. Es kommt ihnen gegenüber den Beobachtungen der Cirren selbst nur sekundäre Bedeutung zu. Aus dem von Visser auf Java und vom Verf. in Norddeutschland gesammelten Beobachtungsmaterial ließ sich nach der Methode von Archenhold eine 27 tägige Periode der Halohäufigkeit nicht feststellen. In den Jahren der Sonnenfleckenzahlmaxima nimmt im Durchschnitt die Halohäufigkeit mit den magnetischen Charakterzahlen zu. In Jahren der Sonnenfleckenzahlminima zeigt sich ein inverses Verhalten. Als Grenzwert für den parallelen oder entgegengesetzten Verlauf der Halohäufigkeit zu dem Verlauf der magnetischen Charakterzahlen scheint der Wert 1,5 zu gelten. Es ergab sich als wahrscheinlich, daß eine Verspätung des solaren Einflusses auf die Halos gegenüber den *E* um etwa 1 Tag und gegenüber den *S* um etwa 3 Tage eintritt. Alle Beziehungen erscheinen nur sehr schwach ausgebildet. Der Verf. empfiehlt daher bei weiteren Untersuchungen über den Einfluß der Sonnentätigkeit auf die oberen Kondensationsvorgänge an Stelle der Halos besser die Cirrenbeobachtungen selbst heranzuziehen.

*F. Steinhäuser.*

**F. Lauscher.** Gesetzmäßige Ergebnisse von Strahlungsuntersuchungen. Meteorol. ZS. 54, 475—477, 1937, Nr. 12. (Wien.) Der Verf. erinnert an die in einer früheren Arbeit (vgl. Phys. Ber. 16, 396, 878, 1935) gegebene für alle Breiten und Jahreszeiten gültige einheitliche Darstellung des Tagesganges der auf die horizontale Fläche fallenden Sonnenstrahlung mit Hilfe der „normierten

Tageszeit“, die die Tagesstunden in Prozenten der von Mittag gegen Sonnenuntergang oder gegen Sonnenaufgang gerechneten Halbtagslänge ausdrückt. Eine ähnliche Darstellung wird auch für den Tagesgang der Vertikalkomponente der Sonnenstrahlung außerhalb der Erdatmosphäre gegeben. Für die Horizontalkomponente der Sonnenstrahlung läßt sich eine solche für verschiedene Breiten bis  $75^\circ$  und für verschiedene Jahreszeiten gültige einheitliche Darstellung nur in Abhängigkeit von der mittägigen Sonnenhöhe durchführen. In einer Tabelle wird der normierte Tagesgang der Intensität der Sonnenstrahlung auf einen Zylindermantel mit vertikaler Achse als Funktion der Mittagssonnenhöhe und der normierten Tageszeit angegeben. Daraus ist zu entnehmen, daß im Tagesgang der Höchstwert dieser Komponente nur bei mittägigen Sonnenhöhen unter  $35^\circ$  zu Mittag eintritt; bei höheren mittägigen Sonnenständen verschiebt er sich immer mehr gegen Nachmittag bzw. Vormittag. Abschließend werden für verschiedene Stationen im Lunzer klein-klimatischen Netz für den Dezember die Größen der Sonnenstrahlung, der Himmelsstrahlung, der Ausstrahlung und der Strahlungsbilanz in Abhängigkeit von Abschirmwinkel der Horizontüberhöhung angegeben. Die Tagesbilanz der Strahlung ist im Dezember an Orten mit Horizontüberhöhung bei einem durchschnittlichen Abschirmwinkel von  $10$  bis  $20^\circ$  am ungünstigsten. *F. Steinhäuser.*

**H. Dreyling.** Das Auftreten von Bergnebel in Abhängigkeit von der Windrichtung. Eine Untersuchung über die Nebelverhältnisse auf mitteleuropäischen Gebirgsgipfeln. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 2, Nr. 5, 19 S., 1936. Zehnjährige Beobachtungen von neun Bergstationen (Schneekoppe, Feldberg-Schwarzwald, Großer Belchen, Brocken, Wasserkuppe, Kahler Asten, Donnersberg, kleiner Feldberg, Kalmit) werden in bezug auf das Auftreten von Bergnebel in Abhängigkeit von der Windrichtung untersucht. Die Nebelbereitschaft und im Gegensatz dazu die Nebelhäufigkeit wird errechnet, Nebelwindrosen werden gezeichnet. Das Auftreten von Bergnebel zu den verschiedenen Tageszeiten und die Nebelbereitschaft in Abhängigkeit von der Windrichtung werden behandelt. Die Orographie der von den Luftmassen überstrichenen Landschaft hat für das Auftreten von Bergnebel einen starken Einfluß. Der Nebelreichtum nimmt mit der Höhe zu. Im allgemeinen wächst die Nebelbereitschaft bei jeder Windrichtung vom Frühling zum Winter hin. Das Maximum der Nebelbereitschaft liegt im Mittelgebirge am Morgen, das Minimum mittags. Im Hochgebirge liegt das Minimum morgens. Föhnverhältnisse verwischen die Unterschiede. Die Untersuchungen gestatten bis zu einem gewissen Grade eine Nebelprognose. *Hänsch.*

**W. Haude, O. Moese und G. Reymann.** Ergebnisse von Nebel-Untersuchungen in Schlesien während des Frühjahrs 1936. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 3, Nr. 1, 24 S., 1937. Für Nebeluntersuchungen wurde in Schlesien zu Beginn des Jahres 1936 ein Sondernetz errichtet. 1700 Beobachtungsstellen stellten nach einer besonderen Anleitung und unter Benutzung von Meldepostkarten genaue Nebelbeobachtungen an. Nach Kritik an den eingehenden Meldungen wurden die Meldekarten gesichtet und in eine Arbeitskarte unter Verwendung einer besonderen Symbolik eingetragen. Es werden in der vorliegenden Arbeit folgende Nebelwetterlagen behandelt: 17. bis 20. Februar 1936; 23. bis 26. Februar 1936; 2. bis 4. März 1936; 6. bis 8. März 1936; 21. bis 22. März 1936; 25. bis 27. März 1936. Nach grundlegenden Betrachtungen über die Nebelbildung werden die einzelnen Nebelwetterlagen unter besonderer Berücksichtigung der synoptischen Lage besprochen. Es ergeben sich Gebiete besonderer Nebelhäufigkeit und Nebelarmut. Eine Abhängigkeit von der Seehöhe wird festgestellt. Stauerscheinungen spielen eine besondere Rolle. *Hänsch.*

**Bohuslav Hruďka.** Zur Nebelfrostfrage. Gerlands Beitr. 51, 335—342, 1937, Nr. 4. (Hrotovice b. Brünn.) Eine Übersicht neuerer Arbeiten über Nebelfrostlagerungen und Ergebnisse der Nebelfrostmessungen aus Mähren (Tschechoslowakei.) (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**F. W. Paul Götz.** Bemerkungen zur vertikalen Ozonverteilung nach dem Stratosphärenflug des „Explorer II“. Meteorol. ZS. 54, 457—458, 1937, Nr. 12. (Arosa.) Während in der Veröffentlichung der Ergebnisse des Fluges des Explorer II eine starke Zunahme des Ozons oberhalb 16 km Höhe und beinahe kein Ozon unterhalb dieser Höhe angegeben worden ist, zeigt der Verf., daß nach den beim Flug gewonnenen Beobachtungsdaten auch in den tieferen Schichten ein Ozongehalt von 0,002 cm O<sub>3</sub>/km wahrscheinlich ist. Er weist darauf hin, daß kurzwelliges künstliches Licht viel größeres Auflösungsvermögen als Sonnen- und Himmelslicht bietet und regt eine entsprechende Verwendung bei Flügen in höhere Luftschichten an. *F. Steinhäuser.*

**G. de Niem.** Feldstärke und Stromdichte eines Dipols im Erdboden. Beitr. z. angew. Geophys. 7, 162—171, 1937, Nr. 2. Verf. leitet für den Spezialfall einer Punktquelle im Erdboden (unendlicher Elektrodenabstand) und den allgemeinen Fall endlichen Elektrodenabstandes die Potentialverteilung ab und berechnet daraus Feldstärke, Stromdichte und Widerstand als Funktionen des Abstandes vom Quellpunkt bzw. den Quellpunkten. Für Wechselstrom wird die Stromverdrängung im Erdboden in Abhängigkeit von der Frequenz ermittelt. Zwei Kurvenblätter gestatten, die Tiefenwirkung und Reichweite der Methoden der elektrischen Bodenforschung mit Gleich- oder Wechselstrom bei verschiedenen Stromstärken und Frequenzen miteinander zu vergleichen.

*H. Israël-Köhler.*

**H. Israël-Köhler.** Das Klima von Bad Nauheim. Mit einem Geleitwort von E. b. Koch. Mit 19 Abb. u. 1 Tafel. XII u. 127 S. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1937. Kart. RM 7,50. Entsprechend der immer stärker beachteten Klimawirkung beim Besuch eines Kurortes werden in dem vorliegenden Buche die einzelnen Klimaelemente für einen einzelnen Badeort untersucht und zusammengestellt. Dabei wird unterschieden zwischen den meteorologischen Klimaelementen, wie Luftkörper, Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Sonnenscheindauer, Niederschlag und Windverhältnisse und den geophysikalischen Klimaelementen, wie Luftzusammensetzung, Luftelektrizität, Bodenemanation, Strahlungsklima u. ä. Das zum Teil durch Jahrzehnte gesammelte Material ist in 23 Extensotabellen im Anhang mitgeteilt. *Dede.*

**K. Knoch.** Angewandte Klimatologie als Förderer wissenschaftlicher Probleme. (Auszug.) Meteorol. ZS. 54, 470—471, 1937, Nr. 12. (Reichsamt f. Wetterdienst.) *Dede.*

**M. Robitzsch.** Klima und Organismus. Wiss. Abh. d. Reichsamts f. Wetterdienst 1, Nr. 1, 17 S., 1935. Verf. behandelt die Wärmeabgabe von Organismen in verschiedenen Klimaten und beim Akklimatisationsvorgang. Von dem Newtonschen Abkühlungsgesetz ausgehend wird zunächst die Wärmeabgabe bei einem trockenen und auch bei einem feuchten Körper formelmäßig dargestellt. Beim trockenen Körper ist neben der Ventilationsfunktion das Temperaturgefälle zwischen den dem Körper unmittelbar auflagernden Luftschichten und jenen, die ihn weiterhin umgeben, von Bedeutung; beim feuchten Körper treten an die Stelle der Temperaturen die Äquivalenttemperaturen. Im letzteren Falle kann der Gesamtwärme-  
strom in einen fühlbaren und einen latenten (in Form eines Wasserdampfstroms) zerlegt werden. — Die so erlangten Formeln werden hierauf praktisch angewandt, vor allem beim Menschen. Besonders ausführlich wird dargestellt, wie sich der



Organismus verhält, um sich z. B. in der Arktis vor dem Erfrieren zu schützen (durch Schutzkleidung und kalorienreiche Ernährung) oder in den Tropen vor dem Hitzschlag (vor allem durch kalorienarme Ernährung). Während in diesen beiden Fällen die Temperatur- und Feuchteverhältnisse ausschlaggebend waren, übt im Gebirge auch noch der geringere Luftdruck einen Klimareiz aus, da von ihm die Größe des latenten Wärmestroms beeinflusst wird. Schließlich kommen noch Änderungen der Windverhältnisse hinzu. All diese Überlegungen konnten vom Verf. empirisch bestätigt werden durch Messungen, die er auf Helgoland vor allem an dorthin überwiesenen Berliner Schulkindern vornahm, welche somit einem erheblichen Klimareiz ausgesetzt waren. — Von den Einwirkungen der atmosphärischen Luft geht der Verf. dann über zu der Einwirkung des Wassers auf den Organismus; beim Menschen kommen hier besonders die Heilbäder in Frage. Die theoretische Grundlage ist hierfür die gleiche, denn an die Stelle der latenten Verdampfungswärme des Wasserdampfgehalts der Luft tritt jetzt die Lösungswärme der im Bad enthaltenen Salze. So wird gezeigt, daß die Bädertherapie mit Reizen ähnlicher Art arbeitet wie die Klimatherapie. Natürlich haben diese Überlegungen auch volle Geltung für die gesamte Süßwasser- und Ozeanfauna, denn auch der Ozean hat für seine Bewohner ein „Klima“. — Abschließend werden noch Akklimatisierungserscheinungen bei pflanzlichen Organismen beschrieben. *H. Stapf.*

**F. Albrecht.** Meßgeräte des Wärmehaushaltes an der Erdoberfläche als Mittel der bioklimatischen Forschung. *Meteorol. ZS.* 54, 471—475, 1937, Nr. 12. (*Meteorol. Obs. Potsdam.*) Wenn der Strahlungsumsatz an der Bodenoberfläche und der Wärmeumsatz im Boden durch unmittelbare Messung bestimmt werden, läßt sich die Summe der durch Scheinleitung an die Luft abgegebenen oder von ihr aufgenommenen Wärme und der durch Verdunstung verbrauchten oder durch Kondensation gewonnenen Wärmemengen berechnen. Das Verhältnis der letzteren Größen kann aus dem Verhältnis der vertikalen Gradienten der Lufttemperatur und der spezifischen Feuchtigkeit bestimmt werden. Der Verf. beschreibt die von ihm entwickelten Instrumente zur Messung des Strahlungsumsatzes und des Wärmeumsatzes im Boden. Zum einfachen Gebrauch wurde ein Strahlungsumsatzmesser gebaut, bei dem die beiden geschwärzten Platten durch eine 1 cm starke Trolitulschicht getrennt sind, in der zwei Thermometer eingeführt werden können, die die Temperatur der oberen und der unteren Platte bestimmen. Nach demselben Prinzip wurde auch ein Pyrgeometer gebaut, in dem die untere der beiden Platten blank gelassen wurde. Für botanische oder medizinische Feinmessungen wurde ein Strahlungsumsatzmesser mit Thermoelementen hergestellt, bei dem die beiden Flächen nur 3 mm abstanden und 1 cm Durchmesser haben. Ein solches Instrument mit einer 50 gliederigen Thermosäule wurde auch für Registrierungszwecke ausgebaut. Zur Bestimmung des Wärmeumsatzes im Boden dient ein Wärmeleitfähigkeitsmesser, bei dem horizontal in den Boden in einem Abstand von 1,5 cm eingesetzte Winkelthermometer benutzt werden, von denen eines mit einer Heizwicklung umgeben ist. Daneben wird noch ein drittes Thermometer zur Bestimmung des Temperaturgradienten in der oberen Bodenschicht verwendet. Mit Hilfe eines Nadelthermometers kann der Wärmeumsatz im Boden auch registriert werden. Als Beispiel wird auf Grund solcher Registrierungen der Zusammenhang der Wärmeleitfähigkeit des Bodens in 1, 10 und 50 cm Tiefe mit dem Niederschlag im Juli 1937 gezeigt. Aus den Wärmeleitfähigkeitsbeobachtungen läßt sich danach der Wassergehalt des Bodens bestimmen.

*F. Steinhauser.*

## Geophysikalische Berichte

**Antonio Gião.** Les circulations générales et leurs perturbations. Gerlands Beitr. 52, 20—67, 1938, Nr. 1/2. (Paris.) In seinen Ableitungen geht Verf. von den Problemen der Rotationsbewegungen flüssiger Weltkörper mit oder ohne festen Kernen aus und leitet die Differentialgleichungen für die charakteristischen Größen der Zirkulation (Rotation, Dichte, Druck, Temperatur) ab. Zur Herleitung der Differentialgleichung für die Rotation schlägt er zwei Wege ein, die zum selben Ergebnis führen: Der eine geht aus von der Navier-Stokes'schen Gleichung, die sich bei einer stationären Kreisbewegung vereinfacht und die Bedingung  $\Delta V = 0$  liefert. Der andere Weg geht von der vom Verf. in früheren Arbeiten dargelegten Feldtheorie aus. Mit Hilfe der Feldgleichung und der Kontinuitätsgleichung wird auch gezeigt, daß das Schwerfeld in einem flüssigen Weltkörper nicht an ein Dichtefeld gebunden ist, daß die Dichte darin im Ruhezustand also gleichförmig ist. Durch direkte Anwendung der Fundamentalgleichung der Feldtheorie auf die Dichte kommt man dann zur Differentialgleichung des Dichtefeldes einer permanenten Kreisbewegung. Für den nichtstatischen Anteil von Druck und Temperatur ergibt sich dieselbe Gleichung. Zur Bestimmung des Gesamtdruckes kommt man durch Anwendung der hydrodynamischen Gleichungen nach Integration der Rotations- und Dichtfelder. Mangels einer direkten Kenntnis der Randbedingungen müssen aus physikalischen Daten Schlüsse über die Form der Lösungen gezogen werden. Dabei geht man davon aus, daß die allgemeine Zirkulation ein Effekt äußerer Wirkungen ist und daß deren Symmetrieeigenschaften und ähnliches entsprechend übertragen werden müssen. In dieser Art werden Lösungen gefunden für den flüssigen Weltkörper ohne Kern, für einen mit festem sphärischen Kern und schließlich für eine Atmosphäre auf einem nichtsphärischen Kern. Alle Resultate ergeben sich als Spezialfälle einer aus der Feldtheorie entwickelten Methode zur Bestimmung des Feldes der charakteristischen Variablen der allgemeinen Zirkulationen, die unter Wahrung einer Symmetrie des Umlaufs nicht Kreisbewegungen sind.

F. Steinhauser.

**K. Hummel.** Wissenschaft und Welteislehre. ZS. f. D. Geol. Ges. 90, 46—50, 1938, Nr. 1. (Gießen.) Dede.

Raer Admiral Raymond S. Patton †. Gerlands Beitr. 52, 1938, Nr. 1/2.

**V. Conrad.** Walter E. Bernheimer †. Ebenda 1938, Nr. 1/2. (Wien.) Dede.

**K. Kähler.** Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. vom 14.—17. Oktober 1937. Naturwissensch. 26, 41—44, 1938, Nr. 3.

**N. S. Smirnov.** Über die Lösung der Austauschgleichung. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1938, S. 52—62, Nr. 4. (Russ. mit deutsch. Zusammenfass.) In vorliegender Arbeit wird die Lösung der Lineargleichung

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \varphi(z, t) \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} + f(t, z) \qquad \begin{matrix} a \leq z \leq b \\ 0 \leq t \end{matrix}$$

( $\varphi$  und  $f$  sind gegebene Funktionen) mit Anfangsbedingung und allgemeinen linearen Grenzbedingungen gegeben. Die Lösung dieser Aufgabe ist als Integral dargestellt wobei die darin enthaltenen Größen durch die zugehörigen Formeln definiert worden sind. In § 2 der Arbeit wird die Lösung einer nichtlinearen Austauschgleichung betrachtet, wo der Austauschkoeffizient  $\varphi$  von der unbekannten Funktion abhängig ist. Die Aufgabe ist bei der Anfangsbedingung und einigen Grenzbedingungen aufgelöst. Bei der Erfüllung zweier Ungleichungen (!) hat die Aufgabe nur eine Lösung, welche man mit Hilfe des Verfahrens der sukzessiven Approximationen erhalten kann. — Mit zweien der Gleichungen hat man bei der

Auflösung einiger Aufgaben der dynamischen Meteorologie zu tun (Aufgaben über die Verdunstung usw.). Die Aufgabe über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre ist zu einem System von Gleichungen dieses Typus zurückzuführen. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

**Albert J. Hoskinson.** Crystal-chronometer time in gravity-surveys. Nat. Res. Council 1937, S. 77—79, Nr. 1. (Coast and Geod. Survey Wash.) An verschiedenen Orten Nordamerikas wird die Schwerkraft jährlich einmal gemessen. Der Vergleich der Schwingungsdauer von Pendelapparaten mit den in Washington bestimmten Werten wurde durch Anschluß an tragbare Chronometer und ihre Gangbestimmung nach drahtlosen Zeitsignalen ersetzt. Doch schon bei der Weltlängenvermessung 1933 ergaben sich zeitliche Übertragungsfehler bei Funksignalen, z. B. in der Verzögerung einem über den größeren Teil des Erdumfangs gelaufenen Rückwärtszeichen entsprechend. Solche Fehler sind unerheblich, wenn die Ganggenauigkeit des Chronometers verbessert wird. Dies geschah durch Aufbau eines Zeitmessers mit piezoelektrischem Kristall und Synchronmotor in Form einer tragbaren elektrischen Uhr. Die gewonnenen Erfahrungen werden als sehr günstig bezeichnet; die Erprobung erfolgte bei einer Schwerevermessung zu Schiff im Atlantik. Über den Bau des Chronometers fehlt jede Angabe; sein durchschnittlicher Gang während einer Zeit von 46 Tagen war 0,008 sec. *Adelsberger.*

**M. A. Omshansky.** The deformation of the scales of meteorological elements and its practical meaning. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1935, S. 74—89, Nr. 4. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Unter verschiedenen Skalen zur Messung der Elemente ist die einfachste jene, die linear in bezug auf die Gründe der Änderung des Elements ist. Der Verf. nennt diese Skala homoskedastisch. Bei der Untersuchung einiger Beispiele dieser Skala für den Regen zeigt der Verf., daß der Übergang zur homoskedastischen Skala a) die Erklärung der Natur des Phänomens und b) eine um vier- bis fünfmal größere Genauigkeit der monatlichen Regensummen liefert. (Zusammenf. d. Verf.) *Riewe.*

**Wilhelm Köller.** Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwebpendels. ZS. f. Geophys. 13, 269—291, 1937, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Göttingen.) Nach Anbringung aller Korrekturen an der Schwingungsdauer eines Pendels für Schwerkraftmessungen (Sternckpendel) bleibt eine Abnahme der Schwingungsdauer mit abnehmender Amplitude übrig, die sich durch die Bessel-Helmertsche Formel nicht ohne weiteres erklären läßt. Eine Abschätzung des Krümmungsradius der Schneide wird nur in dem einzigen Fall vorgenommen, wo der Kurvenverlauf entgegengesetzt zu dem aller übrigen Messungen war. Dieser Wert fällt sehr hoch aus (6 cm). Um den in der Mehrzahl der Untersuchungen resultierenden negativen Koeffizienten eines etwa quadratischen Gliedes zu erklären, wird im mathematischen Ansatz ein Gleiten der Schneide berücksichtigt. Die Abschätzung des Gleitbetrages führt auf 50 bis 100  $\mu$ . Die notwendige experimentelle Bestätigung dieser weit im Gebiet direkter experimenteller Meßbarkeit liegenden Bewegung ist nicht durchgeführt worden. Versuche dazu werden in Aussicht gestellt.

*Schmerwitz.*

**A. Berroth.** Schweremessungen zur See. Übersicht über neue prinzipielle Fortschritte. ZS. f. Verm. 67, 33—38, 1938, Nr. 2. (Aachen.) Die von Browne und Vening-Meinesz für die Schwerkraftmessung auf fahrenden Schiffen bereits abgeleiteten und bestätigten Korrekturen werden hier erneut zusammengestellt und erläutert. *Schmerwitz.*

**Donald C. Barton and W. T. White.** Accuracy of modern gravimeter-measurements. Nat. Res. Council 1937, S. 106—107, Nr. 1. (Humble Oil and



Refin. Co. Houston, Texas.) Mit mehreren Gravimetern der Humble Oil and Refining Company wurden 54 Meßschleifen, die bis zu 500 km Länge besaßen, vermessen. Der aus dem sehr umfangreichen Material berechnete wahrscheinliche Fehler für die Schweredifferenz zweier Basisstationen ergibt sich zu  $\pm 0,093$  mgal. Die Vermessungen wurden teilweise von technisch ungeschultem Personal ausgeführt.

*Schmerwitz.*

**Gustaf Ising.** Zur Theorie statischer Schweremessungen. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 25, Nr. 25, 14 S., 1937, Heft 4. (Geophys. Lab. Djursholm.) In der angewandten Geophysik spielen die statischen Schweremesser von Jahr zu Jahr eine größere Rolle. Dabei ist man bestrebt aus Gründen einer guten Transportsicherheit den Instrumenten möglichst kleine Abmessungen zu geben. Verf. zeigt in einer allgemeinen Betrachtung, wie weit man die Instrumente verkleinern kann, ohne daß man Schwankungen des Meßorgans durch die Brownsche Bewegung zu befürchten hat. Die allgemeinen Betrachtungen werden an folgenden drei Beispielen erläutert: Einfache Federwaage, Anordnung von R. Threlfall und J. A. Pollock und das hochgradig astasierte Vertikalpendel des Verf. In einer späteren Veröffentlichung sollen ganz ähnliche Betrachtungen an der Eötvösschen Drehwaage und anderen geophysikalischen Instrumenten angestellt werden.

*Martin.*

**O. Meißer.** Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. ZS. f. Geophys. 13, 251—269, 1937, Nr. 7/8. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Nach einem Überblick über die grundlegenden Formulierungen der Theorie der Seismographen, die in der Lösung der homogenen Differentialgleichung zweiten Grades enthalten sind, werden in einem Diagramm zahlreiche Horizontal- und Vertikalseismometer in bezug auf ihre Indikatorlänge als Empfindlichkeitsmaß zusammengefaßt. Alle Anforderungen aus der Praxis, der technischen Materialkunde und aus mathematischen Überlegungen, welche in den Einzelheiten näher dargelegt werden, ergeben, daß ein Vertikalseismometer für 6 bis 8 sec und 1000- bis 2000facher Vergrößerung gebaut werden kann.

*Schmerwitz.*

**G. L. Schnirman.** An elementary theory of the spring suspension of the vertical seismograph. C. R. Moskau (N.S.) 17, 311—314, 1937, Nr. 6. (Seismolog. Inst. Acad. Moscow.) Ableitungen mit Auseinandersetzungen über den bekannten von Galitzin berechneten Vertikalseismograph mit astasierender Federaufhängung ohne irgendeine Beziehung zu den bereits von Galitzin ausgeführten grundlegenden Rechnungen.

*Schmerwitz.*

**F. Gaßmann.** Zur Theorie der Schwingungsmesser. Gerlands Beitr. 52, 1—19, 1938, Nr. 1/2. (Aarau.) Verf. geht aus von einer in einer früheren Arbeit abgeleiteten Differentialgleichung für den Zeigerausschlag eines Schwingungsmessers mit einem Freiheitsgrad unter dem Einfluß beliebiger translatorischer und rotatorischer Bodenbewegungen (Indikatorgleichung). Auf Grund dieser Gleichung wird der Einfluß einer Neigung des Apparates auf seine Eigenperiode behandelt und werden Methoden zur Bestimmung der Apparatkonstanten hergeleitet. Die Indikatorgleichung wird für kleine translatorische oder rotatorische Bodenschwingungen um die Ruhelage spezialisiert, und danach wird der Weg zur vollständigen Bestimmung der kleinen Bodenschwingungen mit geeignet konstruierten Schwingungsmessern angegeben. Schließlich wird die Indikatorgleichung auf die Bestimmung kleiner Schwingungen um eine beliebige Bewegung, also zur Anwendung bei Messung von Schwingungen auf Land-, Wasser- oder Luftfahrzeugen und bei Schwingungsmessungen mit dem Torsiographen ausgedehnt. Die Anwendung wird an dem Beispiel der Messung von Schwingungen in einem in einer Kurve fahrenden Eisenbahnwagen gezeigt.

*F. Steinhauser.*

**G. Demetrescu.** Le séismographe horizontal de 540 kgr. de l'Observatoire de Bucarest. C. R. Acad. Roum. 2, 120—127, 1938, Nr. 2. *Dede.*

**F. Gaßmann.** Seismische Bestimmung einer reflektierenden Ebene. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 7, 17—20, 1937, Nr. 1. Es wird abgeleitet, daß bei bekanntem Sprengort und bekannter Sprengzeit mit Hilfe der Ankunftszeit der elastischen Wellen an drei Stationen die Lage und Neigung einer reflektierenden Ebene im Untergrund rechnerisch ermittelt werden kann. Außer den Laufzeiten wird bei diesen Rechnungen auch die Geschwindigkeit der Wellen als bekannt vorausgesetzt. *Schmerwitz.*

**E. R. Shepard.** Seismic refraction-methods as applied to shallow surface exploration. Nat. Res. Council 1937, S. 110, Nr. 1. (Abstract.) (Bur. Publ. Roads Wash.) Eine kurzgefaßte Darstellung des bekannten seismischen Refraktionsverfahrens. *Schmerwitz.*

**R. M. Field.** Seismology and the geological exploration of ocean basins. Nat. Res. Council 1937, S. 111—112, Nr. 1. (Univ. Princeton, N. J.) Unter Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse setzt sich der Verf. für eine Erweiterung insbesondere der mikroseismischen Untersuchungen zur Erforschung der subozeanischen Erdkruste ein. *Schmerwitz.*

**A. Sieberg.** Bodenmechanische Erdbebenforschung. II. Publ. Bur. Central Seismol. Intern. Union Géod. et Géophys. (A) 1937, S. 217—225, Nr. 15. Sonderuntersuchungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung haben ergeben, daß die aus der Makroseismik gewonnenen Erfahrungen sich auf wichtige und wirtschaftlich bedeutungsvolle praktische Fragen der Bodenmechanik anwenden lassen. Es wird hier in einem Abriß anschaulich dargelegt, wie sich an Hand makroseismischer Kartierungen eine eingehende Beurteilung und Bewertung des Bodenuntergrundes durchführen läßt, die insbesondere für bauliche Sicherheitsmaßnahmen die Bedeutung einer nur geologischen Beurteilung weit übertreffen kann. Außer den rein seismischen Hilfsmitteln werden auch säkulare tektonische Bewegungen, Bodensenkungen mit ihren verschiedenen Ursachen und andere geophysikalische Daten ihrem Einfluß entsprechend zur Gesamtbeurteilung des jeweiligen Vorganges verwertet. *Schmerwitz.*

**Geo. Hartnell.** A zero distribution-coefficient for horizontal-intensity magnetometers. Nat. Res. Council. 1937, S. 158—159, Nr. 1. (Coast and Geod. Survey Wash.) Um mit einem Magnetometer genauere Absolutwerte der Horizontalintensität bei Messungen in verschiedenen Ablenkungslagen zu erhalten, muß an den beobachteten  $H/M$ -Werten eine Korrektur angebracht werden. Diese rührt daher, daß die Ablenkung nicht dem  $1/R^3$ -Gesetz eines einfachen Dipols folgt. Diese Korrekturen werden als Verteilungskoeffizienten bezeichnet und hier an einem Beispiel mit Hilfe einer kurzen Ableitung und einer Zahlenrechnung erläutert. *Schmerwitz.*

**W. Mörikofer.** Über die zwischen Kompensations- und Silverdisk-Pyrheliometern beobachteten Differenzen. S.-A. Publ. Nr. 33. Secret. Organ. Meteorol. Internat. 1937, S. 49—53. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Es wird berichtet über neuere Vergleichsmessungen zwischen fünf Kompensationspyrheliometern nach K. Ångström und einem Silverdiskpyrheliometer nach C. G. Abbott, die zum großen Teil im Oktober und November 1934 in Davos im Rahmen der Arbeiten der Intern. Sub. Komm. f. Absolutpyrheliometrie vom Verf. und seinen Davoser Mitarbeitern angestellt waren. Das frühere Davoser Haupt-

instrument (Ångström Nr. 128) wurde leider während der Untersuchungen schadhaf, ein anderes Instrument (Nr. 210) wurde zeitweise in seinem Tubus von 18 cm, später in dem kürzeren (zu Nr. 128 gehörig) von 10 cm Länge beobachtet. Die sich dabei ergebenden Unterschiede von 0,4 % werden als Folge der ungleichen innersten Blendengrößen der beiden Montierungen bezeichnet; der Einfluß der Öffnungswinkel könne demgegenüber bei der sehr reinen Atmosphäre in Davos vernachlässigt werden. Die gemessenen Unterschiede der Ångström-Pyreheliometer gegen das in Upsala besonders sorgfältig angeschlossene Instrument sind bei zwei Exemplaren sehr gering ( $\pm 0,1$  %), bei den beiden anderen größer ( $-1,4$  bzw.  $-1,7$  %), was einerseits durch die meist nicht sehr hohe Eichgenauigkeit in Upsala ( $\pm 1$  %), andererseits als Folge einer eventuellen zeitlichen Veränderung des Upsala-Standards (Nr. 70) erklärt wird. Der frühere (1932) Davoser Wert von 5 bis 6 % höheren Angaben der Smithsonian-Skala 1913 wird bestätigt durch den Vergleich von Ångström Nr. 172 und Silverdisk S. I. 50, die auf  $\pm 0,1$  % kurz zuvor jeweils in Upsala und Washington an die Hauptstandardinstrumente angeschlossen waren. Eine sichere Erklärung dieses wachsenden Skalenunterschiedes — W. Marten und A. Ångström beobachteten 1909 bis 1919 etwa  $3\frac{1}{2}$  % — kann noch nicht gegeben werden. Die schon von K. Feussner als wahrscheinlich bezeichnete Temperaturabhängigkeit der Angaben des Silverdisk-Pyreheliometers wird durch die Vergleichsreihen mit dem sekundären Standard (Ångström Nr. 172) als bestätigt, bei Ångström Nr. 210 als nicht bestätigt angesehen; Angaben über zufällige und regelmäßige Fehler werden bei den Ergebnissen der Vergleichsmessungen nicht gemacht.

K. Feussner.

W. Mörikofer. Erfahrungen mit dem Aktinographen Robitzsch. Ebenda S. 85—89. (Davos.) Die Empfindlichkeit des Aktinographen für Sonnen- und Himmelsstrahlung nach Robitzsch (in der neueren Dreilamellenausführung mit geschliffener Glashalbkugel) wird für alle Teile des Sonnenspektrums als praktisch gleich groß angesehen, da weder das Absorptions- und Reflexionsvermögen des Glases selektiven Charakter hat [Verlust im Rotfilter-(RG 2-)bereich 23 %, im Gelbfilter-(OG 1-)bereich 27 %, Mittel: 25 %], noch nach Ansicht des Verf. für die geweißten und die geschwärtzten Bimetall-Lamellen dies anzunehmen sei. Die nach der üblichen Methode — Abschirmung der direkten Sonnenstrahlung beim Aktinographen und ihre gleichzeitige Messung durch ein Aktinometer — ermittelten Eichfaktoren sind 35 bis 50 % niedriger als die von der Firma gelieferten Eichdaten, worin der Verf. eine Erklärung der ihm wesentlich zu hoch erscheinenden Strahlungswerte sieht, die andere Autoren aus Registrierungen gleich oder ähnlich gebauter Instrumenten errechneten. Die Eichfaktoren sind bei kleinen und mittleren Sonnenhöhen (bis etwa  $40^\circ$ ), abgesehen von der merklichen Streuung, konstant, nehmen aber dann in steigendem Maße zu, was in der besseren thermischen Verbindung der beiden geweißten und mehr außen liegenden Lamellen mit dem Instrumentgehäuse begründet sein soll. Während der fünf Beobachtungsjahre änderte nur ein Aktinograph seine Empfindlichkeit in geringem Maße, die anderen vier nicht merklich. Azimutale Abhängigkeit der Ausschläge wird entgegen den Ergebnissen anderer Forscher nicht eindeutig gefunden; die Trägheit der Aktinographen ist erwartungsgemäß beträchtlich (etwa 15 min Einstelldauer). Die erreichbare Auswertgenauigkeit wird bei Verwendung eines einheitlichen Eichfaktors zu  $\pm 10$  % für Momentanwerte, zu  $\pm 2$  bis  $\pm 4$  % für Tagessummen der Sonnen- und Himmelsstrahlung, bei Verwendung von variablen Eichfaktoren je nach Instrument zu  $\pm 6$  bis  $\pm 10$  % bzw. zu  $\pm 1$  bis  $\pm 2$  % angegeben, weshalb dem Verf. die Aktinographen bei Verwendung richtiger Eichfaktoren für klimatologische Zwecke vorzüglich geeignet erscheinen.

K. Feussner.



**D. M. Little.** Contributions to the development of the radio-meteorograph by the United States Weather Bureau. Nat. Res. Council 1937, S. 138—141, Nr. 1. (Weather Bur. Wash.) Es wurden sechs verschiedene Modelle von Radiometeorographen entwickelt, die nach dem Olland-Prinzip arbeiten und ein System, das an Stelle einer Uhr den Luftdruck selbst als Antrieb verwendet, ausgearbeitet. Der Verf. berichtet über die wesentlichen Neuerungen, die zur Verbesserung der Arbeitsweise der Meteorographen entwickelt worden sind.

*F. Steinhäuser.*

**Roger Failletaz.** Un anémomètre à cellules photoélectriques pour l'étude de la turbulence atmosphérique. C. R. 206, 358—360. 1938, Nr. 5. Das Anemometer hat den besonderen Vorteil, daß es die natürlichen Verhältnisse während der Messung nahezu nicht stört und daß es auf alle Geschwindigkeiten gleichmäßig reagiert. Das Prinzip besteht darin, daß der Strom einer durch Tageslicht oder durch künstliche Lichtquellen belichteten Photozelle durch eine auf die verschiedenen Windgeschwindigkeiten entsprechend reagierende Lamelle in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit variiert wird. Das System ist derartig angeordnet, daß im zu messenden Luftstrom selbst nur ein Körper von ganz geringen Dimensionen eingeführt werden muß. Mittels zweier Photozellen ist eine statische Registrierung der atmosphärischen Turbulenz in dem Sinne möglich, daß die Abweichungen der Geschwindigkeiten in zwei aufeinander senkrechten Komponenten sowohl ihren Größen wie auch ihren Häufigkeiten nach aufgezeichnet werden.

*F. Steinhäuser.*

**B. F. J. Schonland.** Photography of Lightning in Daytime. Nature 141, 115, 1938, Nr. 3559. (Univ. Witwatersrand, Johannesburg.) Ein Photoapparat wird beschrieben, der es gestattet, Blitzaufnahmen auch tagsüber anzustellen. Eine photoelektrische Zelle, die kurz vor einer Blitzentladung auf elektromagnetische Störungen von bestimmter Frequenz anspricht, bewirkt das selbsttätige Öffnen und Schließen des Photo- oder Filmapparats. Vor der Linse sitzt ein Chlor-Brom-Filter, das das Tageslicht absorbiert. Erfahrungen und Beispiele von Blitzaufnahmen werden mitgeteilt.

*Hänsch.*

**Donald C. Barton.** Current geophysical activity in Texas, Louisiana and the Mid-Continent. Nat. Res. Council 1937, S. 110, Nr. 1. (Abstract.) Eine Zusammenstellung der im April 1937 in den wichtigsten Gebieten der Vereinigten Staaten eingesetzten geophysikalischen Meßtrupps und deren Verteilung. Zahl der seismischen Meßtrupps 179, Drehwaagentrupps 33, Gravimeter 21, Magnetometer 7, elektrische Verfahren 6. Pendeltrupps wurden nicht eingesetzt.

*Schmerwitz.*

**A. F. Kapusztinski.** Über die Entartung der Energie im Inneren der Erdkugel. W. I. Wernadski-Festschr. [russ.] 1, 47—52, 1936. Aus der Beziehung zwischen Entropie und der Änderung des Druckes einerseits und dem Wert der thermischen Ausdehnung andererseits machte Lewis die Schlußfolgerung, daß bei allen Temperaturen die Entropie bei unendlich großen Drucken gleich Null sein muß. Verf. stellt das Postulat auf, daß im Erdinnern die Körper beim Erwärmen sich nicht ausdehnen und beim Abkühlen sich nicht zusammenziehen und daß im Erdinnern beim Abkühlen keine Wärme entwickelt wird und beim Erwärmen keine Wärme verbraucht wird. Aus der Diskussion über den Verlauf von chemischen Reaktionen bei hohen Drucken und Temperaturen kommt Verf. zu dem Postulat, daß im Erdinnern im Gebiet der hohen Temperaturen und Drucke die chemischen Reaktionen nach denselben thermodynamischen Gesetzen verlaufen wie bei Reaktionen in verdünntem Medium in der Nähe des absoluten Nullpunktes.

*\*V. Fünér.*

**Katsutada Sezawa.** On the Plastic Properties of the Earth's Core. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 582—589, 1937, Nr. 3. Unter der Annahme, daß das Material des Erdkernes in plastischem Zustand ist gegenüber einem elastischen Verhalten der Mantelschicht, werden aus der Plastizitätstheorie die Gleichgewichtsbedingungen für beide Teile abgeleitet. Durch Einsetzen gewisser, als wahrscheinlich angenommener Werte werden für die hypothetischen Materialkonstanten des Kernes Grenzwerte aufgestellt. *Schmerwitz.*

**Joseph Lynch.** A new theory of the earth's core. Nat. Res. Council 1937, S. 123—124, Nr. 1. (Fordham Univ. N.Y.) Den bisher vorhandenen Vorstellungen über den Aggregatzustand des Erdkernes wird eine neue Hypothese zugesellt. Da Versuche für Palladium bei Beladung mit Wasserstoff eine Abnahme des Starrheitskoeffizienten um ein bis zwei Zehntel des Gesamtwertes ergaben, wird Ähnliches im Erdkern vermutet. Wenn der Kern aus einer festen Lösung, Gas in Metall, besteht, so lassen sich die entsprechenden seismischen Daten besser verstehen. *Schmerwitz.*

**Rayleigh.** Neon and Argon in the Earth's Crust. Nature 141, 410, 1938, Nr. 3566. (London.) *Dede.*

**C. E. Van Orstrand.** On the estimation of temperatures at moderate depths in the crust of the earth. Nat. Res. Council 1937, S. 21—33, Nr. 1. (Geol. Survey Wash.) Die Tiefbohrungen der amerikanischen Erdölgesellschaften gaben Gelegenheit zu genauen Temperaturmessungen bis zu fast 3 km Tiefe herab. Hierbei wurden Temperaturen von 100° C meist überschritten. Fast alle Werte der zahlreichen Tabellen und Kurven sind in Fahrenheit und Fuß angegeben und nur selten auch auf Celsius und Meter umgerechnet. Karten mit der Darstellung von Isothermen zeigen einen deutlichen Zusammenhang mit den Umrißlinien von Salzdomen. Auch bei anderen geologischen Daten lassen sich Zusammenhänge mit den Temperaturkurven finden. So wird festgestellt, daß die Temperaturen der Oberflächenschichten um so höher sind, je geringer der Abstand zum kristallinen Grundgebirge ist. In dieser Feststellung ist zugleich ein Zusammenhang zwischen hohen Temperaturwerten und positiven Schwereanomalien sowie tieferen Temperaturen und negativen Anomalien begründet. Daß geologisch jüngere Gebiete wie Wyoming und Südkalifornien höhere Temperaturen aufweisen im Vergleich zu dem Permbecken, läßt sich auf Grund einer Berechnung von Jeffreys verstehen, nach der bei einer Schichtverschiebung in der Vertikalen um 10 km eine Temperaturveränderung um 250° C erst in 130 Millionen Jahren auftritt. Zum Schluß sind in Tabellen die aus den tiefsten Bohrlöchern gewonnenen Beobachtungen für die Extrapolation auf Tiefen bis zu 100 km Tiefe von 10 zu 10 km Abstand aufgeführt. Die extrapolierten Werte ergaben im Mittel aus neun ausgesuchten Beobachtungen knapp 1000° C in 50 km Tiefe und 1900° C in 100 km. Diese Temperaturen liegen im Vergleich zu dem Mittel der berechneten Werte von Jeffreys, Adam und Holmes unterhalb 50 km erheblich höher. *Schmerwitz.*

**Harold Jeffreys.** The disturbance of the temperature gradient in the earth's crust by inequalities of height. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 309—312, 1938, Nr. 4. Diese Mitteilung enthält kurze mathematische Ableitungen zur Berücksichtigung der Störungen des Temperaturgradienten an der Erdoberfläche durch ungleiche Höhen, jedoch ohne Auswertung oder Anwendung auf praktische Fälle. *Schmerwitz.*

**Harold Jeffreys.** The determination of gravity anomalies from deflexions of the vertical. Ebenda S. 313—314. Kurze Erörterung einer mathematischen Ableitung über die Bestimmung von Schwereanomalien aus Lot-

störungen, wobei die Grundgleichung mit der des vorstehend referierten thermischen Falles formal übereinstimmt.

*Schmerwitz.*

**André Mercier.** The Liquid State of the Primitive Earth. *Nature* 141, 201, 1938, Nr. 3561. (Inst. teor. Fys. Copenhagen.) Unter der Annahme, daß die Erde im Urzustand eine Gaskugel war, von der Masse der heutigen Erde und mit einer Zentraltemperatur von  $6000^{\circ}\text{K}$ , findet man für die Polytropen der Klassen 3, 1 oder  $1/2$  Radien von  $2,2 \cdot 10^{10}$ ,  $1,28 \cdot 10^{10}$  oder  $1,24 \cdot 10^{10}$  cm. Druck und Temperatur werden nach Emdens Tabellen als Funktion des Abstandes vom Zentrum berechnet. Nach dem Clapeyron-Clausiussschen Gesetz kann die Siedetemperatur von Metaldämpfen als Funktion des Druckes geschätzt werden. Bei Annahme von Eisen als Hauptbestandteil der Erde folgt dann, daß in einer dicken äußeren Schicht der Eisendampf zuerst zu flüssigem Metall kondensieren mußte und dann in Tropfen gegen das Zentrum niederfiel. Die Dicke dieser Schicht beträgt  $3/4$  des Erdradius für die Polytrope 3 und  $1/2$  des Erdradius für die Polytropen 1 und  $1/2$ . Damit ist auch eine Erklärung für den Eisenkern der Erde gegeben.

*F. Steinhauser.*

**W. G. Chlopin.** Die auf der Erscheinung des radioaktiven Zerfalls aufgebauten Methoden der geologischen Altersbestimmung. Die Grenzen ihrer Anwendbarkeit, die möglichen Fehlerquellen und ihre relative Bedeutung. W. I. Wernadskifestschr. [russ.] 1, 397—419, 1936. Es werden die Grundlagen der verschiedenen radioaktiven Methoden der Altersbestimmung behandelt und dabei speziell die Frage diskutiert, inwieweit die neu entdeckte Radioaktivität des Samariums und die der künstlichen radioaktiven Prozesse die Zuverlässigkeit der Altersbestimmung nach den radioaktiven Methoden beeinträchtigen. Es werden gewisse Einwände gegen die von Lane vorgeschlagene  $\text{O}_2$ -Methode der Altersbestimmung erörtert. Weiterhin werden eingehend die verschiedenen Fehlerquellen behandelt und die bei der Entnahme von Gesteins- und Mineralproben notwendigen Forderungen erörtert. Auf die Notwendigkeit der Neubestimmung der Zerfallskonstante von Th und Actinouran, sowie die weitere Verfeinerung der quantitativen analytischen Methoden der U- und Th-Bestimmungen besonders in Gesteinen wird hingewiesen. Die Möglichkeit der Ausnutzung der Verschiebung des radioaktiven Gleichgewichts zwischen U und Ra, Th und Meso-Th I, Radiothorium und Th X oder der Änderung des Isotopengehalts des Gemisches von Ra und Meso-Th I oder Th und RaTh zur Bestimmung des Alters ganz junger geologischer und mineralogischer Formationen wird diskutiert.

*\*v. Fünér.*

**W. D. Lambert.** The external gravity-field and the interior of the earth. *Nat. Res. Council* 1937, S. 33—40, Nr. 1. (Coast and Geod. Survey Wash.) Die Beobachtungen der Schwerkraft außerhalb der Erde geben uns keine absolut sicheren Werte für die Dichteverteilung im Erdinnern. Sie sind nur als Hinweise und Abgrenzungen anzusehen. Unter Zugrundelegung der mathematischen Definition einer ideellen störenden Oberflächenschicht kann man die Dichte dieser Schicht und die Abweichungen des Geoids vom Referenzellipsoid berechnen. Die hierin liegenden Probleme werden von einer sehr weitgefaßten Basis aus kritisch erörtert, wobei außer den rein gravimetrischen Hilfsmitteln auch die anderer geophysikalischer Gebiete, wie Lotschwankungsbeobachtungen, tiefe Erdbeben, Viskositätsströmungen im Erdinnern und astronomische Daten herangezogen werden. Im Anhang werden noch einige mathematische Bedingungen erörtert, denen die ideelle Oberflächenschicht unterworfen ist.

*Schmerwitz.*

**Norman A. Haskell.** Significance of Gravity Anomalies in Relation to the Viscosity of the Asthenosphere. *Nature* 141, 411—412,



1938, Nr. 3566. (Los Angeles, Calif.) Aus der nacheiszeitlichen Hebung Fenno-skandiens hatte der Verf. in früheren Arbeiten den Viskositätskoeffizienten des Untergrundes ableiten können. Da auch in anderen Gebieten starker negativer Schwereanomalien große Hebungsbeträge zu erwarten sind, wurden die Rechnungen für das trogförmige Gebiet negativer Anomalien des Ganges erweitert. Hierbei ergab sich theoretisch ein Maximalbetrag von 7,6 m Hebung im Jahrhundert. Es werden einige geodätische Vermessungen in diesem Sinne gedeutet und für den Fall praktischer geringerer Hebungen die hierdurch notwendigen Abänderungen der Materialkonstanten erörtert. Zum Schluß sind die Ableitungen von Jeffreys für derartige Hebungen denen des Verf. vergleichend gegenübergestellt.

*Schmerwitz.*

**Chûji Tsuboi and Takato Fuchida.** Relations between Gravity Values and Corresponding Subterranean Mass Distribution. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 639—649, 1937, Nr. 3. Ein an der Erdoberfläche gemessener Verlauf der Schwerkraft wird unter der Voraussetzung theoretisch behandelt, daß im zweidimensionalen Problem die Dichte eine Funktion der Tiefe und die Schwerkraft eine Funktion der Horizontalen ist. Für die Dichte wird zunächst eine harmonische Funktion und eine Fourier-Reihe angesetzt und dann der Verlauf der Schwerkraft berechnet. Auf diesen Grundlagen werden die Schwerwirkungen verschiedener Massenlagerungen ermittelt. Das umgekehrte Problem, die Dichteverteilung aus dem Schwerkraftsverlauf zu bestimmen, wird an einem Beispiel aus den Ergebnissen der Vermessung von Vening-Meinesz eingehend durchgerechnet.

*Schmerwitz.*

**Chûji Tsuboi.** The Deflections of the Vertical, the Undulation of the Geoid, and Gravity Anomalies. Ebenda S. 650—653. Unter Verwendung der Ableitungen der vorstehend referierten Arbeit wird auch die horizontale Komponente der Anziehung bei den gleichen Massenverteilungen berechnet. Hieraus läßt sich entsprechend den eingeführten Näherungsfunktionen eine angenäherte Beziehung zwischen der Geoidabweichung und der Schwereanomalie ableiten.

*Schmerwitz.*

**Maurice Ewing.** Gravity-measurements on the U.S.S. Barracuda. Nat. Res. Council 1937, S. 66—69, Nr. 1. (Lehigh Univ. Bethlehem, Penn.) In Westindien wurden Schwerkraftmessungen nach dem Vorbild von Vening-Meinesz mit einer ähnlichen Pendelapparatur in einem amerikanischen Unterseeboot ausgeführt. Die technischen Besonderheiten der Apparatur werden erläutert. 51 See-Stationen und 9 Hafenstationen sind vermessen worden, welche sämtlich in einer Karte eingezeichnet sind. Die Vermessungen ergaben, daß der Streifen negativer Anomalie, der von früheren Expeditionen bereits nördlich von Haiti und Puerto-Rico festgestellt worden war, sich auf der konvexen Seite des kleinen Antillenbogens fortsetzt und eine Gesamtlänge von 2000 km erreicht. Dieser Bogen ist dem von Vening-Meinesz in Ostindien vermessenen in jeder Beziehung vergleichbar.

*Schmerwitz.*

**H. H. Hess.** Geological interpretation of data collected on cruise of U.S.S. Barracuda in the West Indies. Preliminary report. Ebenda S. 69—77. (Univ. Princeton, N.J.) Ergänzen, ausführliche geologische Bemerkungen zu der vorstehend referierten Arbeit.

*Schmerwitz.*

**Carl I. Aslakson.** Recent gravity-work for the United States coast and geodetic survey. Nat. Res. Council 1937, S. 79—80, Nr. 1. (Coast and Geod. Survey Wash.) Seit August 1936 wurden insgesamt 78 Schwerestationen mit zwei Pendelapparaturen parallel vermessen. Bei großen Abweichungen unter-

einander wurden die Werte jeweils neu ermittelt. Daher wird angenommen, daß der wahrscheinliche Fehler der Stationsvermessungen unter 1 mgal liegt. *Schmerwitz.*

**George P. Woollard.** Gravity-anomalies and geologic structure. Nat. Res. Council 1937, S. 96—106, Nr. 1. (Univ. Princeton, N. J.) Aus einer Reihe von Schwereprofilen läßt sich auf Grund der bekannten Untergrundverhältnisse ein weitgehender Zusammenhang mit den Anomalien erkennen. Weitere ausführliche Darlegungen an Hand geologischer und geophysikalischer Kartierungen veranlassen den Verf. zu der Hoffnung, dereinst Schwereanomalien aus rein geologischen Faktoren abzuleiten. *Schmerwitz.*

**G. Boaga.** Sulle relazioni tra le deviazioni della verticale e le anomalie gravimetriche. Lincei Rend. (6) 25, 714—719, 1937, Nr. 12. Das geodätische Problem der Beziehungen zwischen dem Ausdruck für die Gravitation auf einer Kugelfläche im Gleichgewicht und deren Gleichungen ist bereits ausführlich behandelt worden, zuletzt von Soler. In der vorliegenden Untersuchung wird nun gezeigt, daß es möglich ist, einfache Formeln für die Beziehungen zwischen den Abweichungen des Bezugsellipsoids und dem, rotations-symmetrisch angenommenen, Geoid, den Abweichungen der Vertikalen in der Breite und den gravimetrischen Anomalien aufzustellen. *Schön.*

**F. M. Šemiakin and P. F. Mikhalev.** On the probable mechanism of the formation of periodic ice streaks in the course of soil freezing, viewed in connection with permanently frozen subsoil question. C. R. Moskau (N. S.) 17, 405—407, 1937, Nr. 8. (Acad. Moscow.) Die periodische Schichtenbildung im gefrorenen Boden, die an die als Liesegang-sche Ringe bekannten Ablagerungsformen erinnert, wird auf Grund einer Analogie zwischen den Gleichungen der Wärmeleitung und der Diffusion erklärt. Es ergibt sich daraus für die gesetzmäßige Schichtung die Beziehung

$$(h_n - h_{n-1})/(h_{n-1} - h_{n-2}) = \text{const},$$

wo  $h$ ,  $h_{n-1}$  und  $h_{n-2}$  die Abstände zur  $n$ ten,  $(n-1)$ ten bzw.  $(n-2)$ ten Schicht bedeuten. Experimentelle Versuche bestätigten die Gültigkeit dieser Beziehung.

*F. Steinhäuser.*

**Naomi Miyabe.** Supplementary notes to the Study of Crustal Deformation in the Tango District. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 654—662, 1937, Nr. 3. *Dede.*

**Ingolf Ruud.** Tektonische Hauptprobleme im Lichte neuerer Materialforschung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 52, 123—169, 1938, Nr. 1/2. (Oslo.) Nach einer Zusammenfassung des über die geophysikalischen Verhältnisse und über die allgemeinen für die tektonische Entwicklungsgeschichte der Erdkruste bedeutungsvollen Probleme bekannten wird eine kritische Übersicht über den heutigen Stand der Kontraktionstheorie, der Wegenerschen Verschiebungstheorie und der Unterströmungstheorie von Ampferer-Andree-Tammann-Schwinner-Kossmat gegeben. Aus neueren technischen Untersuchungen über die plastischen Verformungen kristallinischer Massen, und zwar über die Verformung bei homogenen Spannungszuständen, über die innere Mechanik der Verformungen und die dabei eintretenden Eigenschaftsveränderungen der Materialien und über die Verformung bei inhomogenen Spannungszuständen werden Ergebnisse abgeleitet, deren Konsequenzen für die Kontraktionstheorie in ihrer neueren Fassung von Stille-Jeffreys behandelt werden. Ausgehend von der Annahme einer Teilung der Erdrinde in vier übereinanderliegende Schichten, und zwar eine Schicht innerer amorpher Massen mit sehr geringem Fließwiderstand

gegen langsame Verformungen und nahezu konstanter Temperatur und konstantem Volumen, eine darüberliegende aktive Schicht aus kristallinen Massen mit sehr hohem Fließwiderstand und starker Kontraktion, eine anisotrope Schicht aus kristallinisch plastischen Massen mit hohem Fließwiderstand gegen horizontale Normalspannungen, aber sehr geringen gegen horizontale Schubspannungen und schließlich eine spröde und verhältnismäßig schwache Oberflächenschicht, formuliert der Verf. eine neue direkte Kontraktionstheorie in folgender Weise: „Während der Kontraktion wachsen allmählich die biaxialen Zugspannungen, bis sie, nach einer starken Überbelastung, hinreichend sind, um eine einheitliche kollektive Verformung — ein Fließen — über ein größeres Gebiet hin zustande zu bringen. Dieses Fließen erfolgt mit gleichzeitigem Gleiten der aktiven Schicht im Verhältnis zur Oberfläche und zu den inneren Massen. Es beginnt plötzlich, verläuft verhältnismäßig schnell und ungestüm über ein ständig wachsendes, doch scharf umschriebenes Fließgebiet und führt zu großen horizontalen Massenverschiebungen unter der Oberflächenskruste mit daraus entstehenden primär tektonischen Hebungen, Senkungen, Faltungen und Zerrungen.“ Zur Stützung und Überprüfung der Richtigkeit der Theorie werden Analysen der Entwicklung der lunaren Ringgebirge, der ostasiatischen Inselreihenbogen der Tertiärzeit und des Atlantikgebietes, Vergleiche der mechanischen Konsequenzen der Theorie mit bekannten geotektonischen Gesetzen und Analogieversuche mit plastischen Massen unter biaxialer Zugbeanspruchung und unter Erstarrung mit Volumabnahme herangezogen.

*F. Steinhauser.*

**Ryûtarô Takahasi and Takeshi Minakami.** Tilt Observations during the Recent Activities of Volcano Asama. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 463—491, 1937, Nr. 2. Es wurde versucht, aus den Registrierungen von Bodenneigungen an drei Stationen Zusammenhänge mit den Ausbrüchen des Vulkans Asama abzuleiten und hierbei Anhaltspunkte für Voraussagen zu finden. Die Messungen, die sich über das Jahr 1936 erstreckten und in Tabellen und Kurven ausführlich wiedergegeben sind, zeigen Neigungsstörungen bis zu maximal 40". Diese setzen etwa 7 bis 30 Tage vor einem heftigen Ausbruch ein und können mit diesem in Zusammenhang stehen.

*Schmerwitz.*

**Takeshi Minakami.** Changes in the Depth of the Crater Floor of Volcano Asama in the Recent Activities. Ebenda S. 492—496. Bericht über die Höhenvermessung des Lavastandes im Krater des Vulkans Asama in Ergänzung der vorstehend referierten Arbeit.

*Schmerwitz.*

**Roy W. Goranson.** Silicate-water systems „Osmotic-pressure“ phenomena and their bearing in some problems of igneous activity. Nat. Res. Council 1937, S. 246—247, Nr. 1. (Geophys. Lab. Carnegie Inst. Wash.) Bei der Beurteilung des Zustandes von vulkanischem Magma wird der osmotische Druck berechnet, der sich aus der Annahme ergibt, daß das Gestein für Wasser durchlässig ist, jedoch nicht für die Silikatschmelze.

*Schmerwitz.*

**S. Vardabasso.** Contributo alla conoscenza del vulcanismo recente in Sardegna. Lincei Rend. (6) 26, 14—18, 1937, Nr. 1/2. Während der Tertiär- und Quartärzeit war die magmatische Aktivität in Sardinien sehr groß und vielseitig. Aus verschiedenen Gründen, die im einzelnen besprochen werden, ist aber die Kenntnis des Vulkanismus in Sardinien in neuerer Zeit noch unvollständig. Es wird über die Entdeckung eines neueren Eruptionszentrums im Südosten der Insel berichtet.

*Schön.*

**Win Inouye.** Notes on the Origin of Earthquakes. (Third paper.) Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 674—685, 1937, Nr. 3. Die früheren Berechnungen der zweidimensionalen Wellenausbreitung von einem im Schnitt kreisförmigen Herd



werden auf elliptische und linienhafte Formen des Herdes erweitert. Hohe mathematische Hilfsmittel werden herangezogen. Ein Beispiel der azimutalen Verteilung der longitudinalen Wellen wird durchgerechnet. *Schmerwitz.*

**Win Inouye.** Dasselbe. (Fourth paper.) Ebenda S. 686—696. Es wird versucht, die aus den Erdbebeneinsätzen sich ergebenden beiden Bebenarten, d. h. solche mit einem nach Quadranten geordneten Zug- und Druckeinsatz und solche einer Verteilung nach Kegelschnitten bei entsprechender Formulierung der mathematischen Bedingungen des kugelförmig angenommenen Ursprunges theoretisch abzuleiten. *Schmerwitz.*

**Takeo Matuzawa, Hiroshi Nakamati, Yosio Nisikawa und Yosimaru Yosimura.** Über die Jahresschwankung der Erdbebenhäufigkeit in Japan. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 711—784, 1937, Nr. 3. (Inst. f. Erdbebenforsch.)

**Fuyuhika Kishinouye.** Frequency-distribution of the Itô Earthquake Swarm of 1930. Ebenda S. 785—827. (Seismol. Inst. Univ. Tokyo.) *Dede.*

**Harry O. Wood.** The Terwilliger Valley earthquake of march 25, 1937. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 27, 305—312, 1937, Nr. 4. (Inst. Wash. Pasadena, Calif.) Bearbeitung eines Nahbebens vom Stärkegrad 6 mit Angabe der Herdkoordinaten, Herdzeit, jedoch ohne Versuch zur Bestimmung der Herdtiefe. *Schmerwitz.*

**H. Landsberg.** Intensities of earthquakenoises. Nat. Res. Council 1937, S. 118—120, Nr. 1. (Geophys. Lab. State Coll. Penn.) Wenn eine longitudinale Erdbebenwelle senkrecht zur Oberfläche einfällt, so kann nach Berechnungen von C. G. Knott und H. Blut etwa der  $10^{-4}$  Teil der Energie in Schallenergie übergehen. Eine Welle von  $100\mu$  Amplitude und 0,01 Hertz würde, wie eine Heranziehung der in neuester Zeit aufgestellten Lautstärkekalen zeigt, etwa das Geräusch eines entfernten Donners verursachen. Eine vom Verf. im Zusammenhang hiernit abgeleitete neue Stärkeskala für Erdbebengeräusche entspricht etwa der bereits 1923 von A. Sieberg veröffentlichten Skala. *Schmerwitz.*

**S. Fujiwara.** On the So-Called Mukuhira's Arc as the Fore-shadow of an Earthquake. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 706—710, 1937, Nr. 3. (Central Meteorol. Obs. Tokyo.) Bericht über angebliche Erdbebenvoraussagen eines Japaners Mukuhira aus regenbogenähnlichen Himmelserscheinungen, für welche weitere Untersuchungen meteorologischer Stationen empfohlen werden. *Schmerwitz.*

**F. Gassmann.** Zur Bestimmung von Bodenbewegungen aus Registrierungen von Schwingungsmessern und Seismographen. S.-A. Festschrift SIA T. H. Zürich 1937, 15 S. Die Differentialgleichungen der Bewegung eines schwingenden Systems werden neu abgeleitet unter der Annahme, daß der Untergrund Translations- und Rotationsbewegungen beliebiger Größe ausführt. Um die wirklichen Bewegungen zu finden, müssen die Registrierkurven bekanntlich integriert werden. Die bisher hierbei auftretenden Schwierigkeiten und die Störungen durch Verlagerung der Nulllinie werden unter Verwendung des Integrals von Coradi beseitigt. *Schmerwitz.*

**Kumizi Iida.** Determination of the Elastic Constants of Superficial Soil and Base-rock at Maru-no-uti, Tōkyō. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 828—836, 1937, Nr. 3; japanisch mit englischer Zusammenfassung. Als elastische Konstanten der oberflächlichen Schichten unter dem Stadtteil Marunouti in Tokio werden u. a. die folgenden angegeben: Dichte 1,89 bis 1,92,  $v_{\text{long}} = 438$  bis 476 m/sec,  $v_{\text{trans}} = 220$  bis 250 m/sec und die Poissonsche Konstante 0,31 bis 0,33. *Martin.*

**G. Agamennone.** I risultati scientifici d'una grande mina. *Lincei Rend.* (6) 25, 601—607, 1937, Nr. 11. Bei einer Sprengung in Carrara mit 20 000 kg Schwarzpulver wurde die Erschütterung in einer Entfernung von 240 m von der Sprengstelle mit einem Erschütterungsmesser nach Agamennone mit zwei Komponenten und in einer Entfernung von 82 km mit einem Seismographen registriert. An der ersten Stelle wurden Beschleunigungen bis zu 90 Einheiten in der Horizontalen und bis zu 130 Einheiten in der Vertikalen gemessen. Aus den Registrierungen in der zweiten Station berechnet sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen von 4600 m/sec und der Transversalwellen von 3000 m/sec. Die Aufzeichnungen verlaufen in den Registrierungen der ersten Station vollkommen symmetrisch zur Nulllinie. Dies steht im Gegensatz zu Beobachtungen von Odone, nach denen bei ähnlichen Versuchen in der Registrierkurve der Horizontalwellen zunächst zwei asymmetrische Ausschläge aufgezeichnet werden, die von Odone den Vertikalschwingungen zugeschrieben werden. Aus der Diskussion der vorliegenden Beobachtungen ergibt sich, daß diesen Beobachtungen von Odone keine reelle Bedeutung zukommt, und daß sie wahrscheinlich auf einer Eigentümlichkeit des von Odone benutzten Meßinstruments beruhen. Schön.

**Harold Jeffreys.** Southern earthquakes and the core waves. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 281—308, 1938, Nr. 4. Bei Berücksichtigung der Erdelliptizität für Erdbebenepizentra auf der südlichen Halbkugel werden Verbesserungen der Resultate und Verkleinerungen der systematischen Fehler erreicht. Die *P*-Laufzeiten pazifischer Beben scheinen bei größeren Entfernungen bis zu 2 sec kürzer zu sein als bei kontinentalem Weg. Hierfür wird als Ursache die wesentlich größere Abkühlung der Schichten unterhalb des Ozeans vermutet. Auch die verschiedenen durch den Erdkern laufenden bzw. hier reflektierten Wellen werden neu bearbeitet und die Laufzeitresultate verbessert. Schmerwitz.

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Relation between the Thickness of a Surface Layer and the Amplitudes of Love-waves. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 15, 577—581, 1937, Nr. 3. Veranlaßt durch die Untersuchungen von Stoneley, wonach Love-Wellen minimaler Gruppengeschwindigkeit im Seismogramm vorhanden zu sein scheinen, wurden für eine Oberflächenschicht die von einem Herd erzeugten Love-Wellen neu abgeleitet. Es wurde getrennt gerechnet für den Fall, daß der Herd in der Schicht liegt und dann, wenn er sich in der darunter liegenden Schicht befindet. Für das Beispiel Stoneleys: Schichtdicke 480 km,  $v_1$  und  $v_2 = 4,7$  bzw. 5,66 km/sec werden die Ergebnisse der Rechnungen ausgewertet. Hierbei ergibt die Theorie, daß je größer die Herdtiefe, um so größer die Amplitude der Love-Wellen ist. Für eine bestimmte Schichtdicke nehmen die Amplituden einer gegebenen Wellenlänge einen Maximalwert an. Schmerwitz.

**A. E. Ostrovskij.** Measurements of the rate of propagation of elastic vibrations on small bases. *C. R. Moskau (N. S.)* 17, 357—360, 1937, Nr. 7. (Seismolog. Inst. Acad. Moscow.) Es wurde die Aufgabe gestellt, die Geschwindigkeit longitudinaler elastischer Wellen bei geringen zur Verfügung stehenden Meßstrecken von unter 1 m mit genügender Genauigkeit zu bestimmen. Die praktische Lösung sieht zwei elektromagnetische Empfänger vor, deren kurzzeitige Impulsdifferenz über Röhrenverstärker auf ein kurzperiodisches (0,2 sec) ballistisches Galvanometer übertragen wird. Bei einem praktischen Versuch wurden die Ausschläge gefilmt und aus den Amplituden durch entsprechende Umrechnung für Eisen und Luft die bekannten Fortpflanzungswerte ermittelt. Schmerwitz.

**Beno Gutenberg.** On supposed regional variations in travel times. *S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer.* 27, 337—347, 1937, Nr. 4. (Inst. Technol.

Pasadena, Calif.) Auf einen Einwand von Macelwane, der den Wert der unterschiedslosen Anwendung fester Laufzeitkurven auf Erdbeben aus verschiedenen Gegenden bezweifelt, wird für das Tango-Beben vom 7. 3. 27, eine weitgehende Neudurchrechnung vorgenommen. Diese zeigt, daß innerhalb von 1 bis 2 Sekunden die Laufzeiten dieses Bebens mit denen anderer Beben übereinstimmen. *Schmerwitz.*

**B. Gutenberg and C. F. Richter.** Seismic Waves in the Core of the Earth. *Nature* **141**, 371, 1938, Nr. 3565. (Calif. Inst. Techn., Pasadena.) Kurze Zusammenfassung der Geschwindigkeitswerte der longitudinalen Wellen im Erdkern. Diese sollen von der Kerngrenze mit 8 km/sec bis zum Zentrum auf 11,3 km/sec steigen. *Schmerwitz.*

**B. Gutenberg and C. F. Richter.** Depth and geographical distribution of deep focus earthquakes. *Bull. Geolog. Soc. Amer.* **49**, 249—288, 1938. (Inst. Technol. Pasadena, Calif.) Es wird eine Neubearbeitung der Berechnungen der tiefen Erdbeben, welche sowohl in dem International Seismological Summary verzeichnet sind, als auch aller in anderen Berichten als tief angesehenen Beben vorgenommen. Das Verfahren der Verbesserungen wird erläutert. In der Tabelle 1 sind alle wichtigen tiefen Beben vom 1. 1. 1918 bis 1. 4. 1932 mit Epizentralkoordinaten, Tiefe, Herdzeit und Abschätzung des Fehlerbereiches nach geographischen Gebieten geordnet aufgeführt. Zahl dieser Beben: 257. Tabelle 2 enthält 35 Beben, deren Tiefe etwa zwischen 30 bis 100 km liegt. In Tabelle 3 sind 12 Beben verzeichnet, die bisher als tief angenommen wurden, welche jedoch hier als normal gefunden wurden. Ein zweiter Abschnitt gibt auf Grund der Gaßmannschen Formel eine Gegenüberstellung der makroseismischen und mikroseismischen Herdtiefenbestimmungen, mit deren Hilfe die Tiefe von Beben aus Zeiten ohne Erdbebendienst abgeschätzt werden können. Eine Reihe von Karten mit der Verteilung der Tiefbeben sollen zeigen, daß sich nach dieser Bearbeitung nur Gebiete gleicher Tiefen abgrenzen lassen, an Stelle der bisherigen Feststellung von fortschreitenden Linien gleicher Herdtiefe. Die Beben werden in normale bis 60 km, mittlere bis 250 km und tiefe eingeteilt. Beziehungen zur Erdstruktur werden besprochen. Der Mechanismus der Erdbeben aller Tiefen scheint der gleiche zu sein. *Schmerwitz.*

**B. Gutenberg and C. F. Richter.** Materials for the study of deep-focus earthquakes. (Second Paper.) *S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer.* **27**, 157—183, 1937, Nr. 3. (Inst. Technol. Pasadena, Calif.) In Ergänzung einer vorhergehenden Arbeit werden hier wiederum neue Laufzeittabellen mitgeteilt, welche Epizentralentfernungen als Funktion der Laufzeit von *P* und der Herdtiefe angeben. Anschließend findet man eine Erörterung der Methode der Lokalisierung von Epizentren tiefer Beben. *Schmerwitz.*

**W. Sponheuer.** Über die makroseismischen Verfahren zur Bestimmung der Herdtiefe und ihre Anwendung bei Lockerböden. *ZS. f. Geophys.* **13**, 301—311, 1937, Nr. 7/8. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Unter Beziehung auf die Gaßmannsche Formel und gestützt auf Ableitungen von Kövesligethy wird für das Erdbeben vom 27. Juni 1935 in Oberschwaben eine neue Berechnung der Herdtiefe vorgenommen. Die Angaben der verschiedenen Stärkegrade werden nach geologisch einheitlichen Gebieten zusammengefaßt, wonach unter Zugrundelegung der abgeschätzten Epizentralintensitäten eine Herdtiefe von 4 bis 6 km rechnerisch abgeleitet wird. *Schmerwitz.*

**Nami Miyabe.** Tsunami associated with the Sanriku Earthquake that occurred on November 3, 1936. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **15**, 837—844, 1937, Nr. 3. Zur genaueren Untersuchung eines Erdbebens, dessen Epizentrum im Pazifischen Ozean lag, wurden die Pegelregistrierungen einer Reihe von Küsten-



stationen herangezogen. Diese zeigten teils gut erkennbare Einsätze von Wellen zwischen 30 bis 40 Minuten Periode und 5 bis 10 cm Amplitude. Mit Hilfe der bekannten Einsatzzeiten und der zugrunde gelegten Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Meereswellen ließ sich für den Ursprung ein Gebiet abgrenzen, das mit dem seismisch etwa auf  $\pm 50$  km bestimmten Epizentralgebiet zusammenfällt.

*Schmerwitz.*

**James B. Macelwane.** Deep-focus earthquakes and their implications. Nat. Res. Council 1937, S. 41—43, Nr. 1. (Dep. Geophys. Univ. St. Louis, Miss.) Nach einer kritischen Zusammenfassung der verschiedenen Herdbestimmungsmethoden tiefer Erdbeben und ihrer geophysikalischen Erklärungsversuche grenzt der Verf. abschließend die undiskutierbar feststehenden Tatsachen gegen die noch ungelösten Probleme ab. Zu den erstgenannten gehört die Existenz von Erdbebenherden in mehreren 100 km Tiefe und die über längere Zeiträume sich erstreckenden Energiestauungen gewaltiger Beträge, die in dieser Tiefe in Form elastischer Spannungen einschließlich der Scherungsspannungen konzentriert sind. Noch ungeklärt bleibt 1. Die geographische Verteilung dieser plutonischen Beben und ihre mögliche Beziehung zum großen tieferreichenden Schollenbau. 2. Die Vertikalverteilung und Konzentration auf gewisse Tiefen. 3. Der Mechanismus und seine Beziehungen zu den thermodynamischen Bedingungen einschließlich der physikalischen und chemischen Eigenschaften des subkrustalen Materials. 4. Die Ursache für diese Beben.

*Schmerwitz.*

**Ernest A. Hodgson.** Timiskaming earthquake-data and time-distance curves for dilatational waves. Nat. Res. Council 1937, S. 116—118, Nr. 1. (Dominion Obs. Ottawa, Canada.) Bei dem Erdbeben von Timiskaming in Quebec vom 1. Nov. 1936 wurde aus vorläufigen Bestimmungen der Herdkoordinaten zunächst eine Herdtiefe von 200 km veranschlagt. Nach Eingang der seismischen Registrierungen von 61 Stationen wurde versucht, die Einsatzzeiten einer der zahlreichen Laufzeitkurven anzupassen. Hierbei mußte die große Herdtiefe wieder sehr stark in Zweifel gezogen werden. Weitere Versuche mit Hilfe der Ausgleichungsrechnungen nach der Methode der kleinsten Quadrate zeigten wiederum Abweichungen, so daß die endgültige Festlegung der Werte noch ausbleiben mußte.

*Schmerwitz.*

**Archie Blake.** On the estimation of focal depth from macroseismic data. Nat. Res. Council 1937, S. 120, Nr. 1. (Coast und Geod. Survey Wash.) Die G a ß m a n n s c h e Formel zur Berechnung der Herdtiefe aus Isoseistenlinien wird auf zwei Beben in Montana angewendet. Die Anpassung der Messungen wird trotz einiger Abänderungen an der Formel vom Verf. als nicht gut bezeichnet.

*Schmerwitz.*

**Takahiro Hagiwara and Syun'itirô Omote.** The Niizima Earthquake of December 27, 1936. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 559—568, 1937, Nr. 2; japanisch mit englischer Zusammenf. Für die auf ein schweres Erdbeben folgenden Nachstöße wurden auf einer Idu-Insel mit drei zu diesem Zweck aufgestellten Seismometern die Herde in weniger als 10 km Tiefe gefunden.

*Schmerwitz.*

**Hans-Dietrich Krug.** Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. ZS. f. Geophys. 13, 328—348, 1937, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Göttingen.) Zur Klärung des noch umstrittenen Problems der Herkunft und Art der mikroseismischen Bodenunruhe wurden Beobachtungen in beiden Komponenten mit teils transportablen Horizontalseismometern an drei einige Kilometer voneinander entfernten Stationen ausgeführt. Als Fortpflanzungsgeschwindigkeit

keit ausgeprägter Phasen wurde  $1100 \text{ km/sec} \pm 200$  bestimmt, wobei ausdrücklich offengelassen wird, ob dieser Wert der reinen Wellengeschwindigkeit zuzuschreiben ist. Außerdem konnte die Richtung der Wellennormalen sowie Lage und Schwan-  
kung der Schwingungsellipsen ermittelt werden. Bei gleichzeitigen Messungen in 910 km Tiefe wurde ein Voreilen des Umkehrpunktes der Wellenbewegung um 1,2 sec gegenüber der Oberfläche festgestellt. *Schmerwitz.*

**Mishio Ishimoto.** Observations sur des secousses d'une petite amplitude. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 697—705, 1937, Nr. 3. (Inst. Recherch. Trembl. de terre.) Mit einem Horizontalpendel sehr kleiner Dimensionen und durch entsprechende Neigung veränderlicher Eigenperiode wurde mit photographischen Registrierkurven sehr deutlich die mit einer Tagesperiode schwankende Intensität der Verkehrsunruhe nachgewiesen. In einem Gebäude in 20 km Entfernung von Tokio ist diese Amplitudenvergrößerung durch den Tagesverkehr in den Registrierkurven nur noch schwach angedeutet. Mit einer besonderen Vorrichtung wurde dann ein Tagesfilm durchregistriert, bei dem die Periode des kleinen Seismometers durch kontinuierliche Neigung der Grundplatte zwischen 0,25 bis 1,25 sec stündlich verändert wurde. Hierbei ist zu erkennen, daß Störungen der kürzeren Perioden etwas häufiger auftreten. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Model Experiment Confirmations of a Dynamic Method of Minimizing the Seismic Vibrations of a Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 598—613, 1937, Nr. 3. Das von den Verff. verwendete Modellhaus bestand aus zwei „Stockwerken“, deren Böden bzw. Decken aus je einem Holzbrett (Länge 84 cm, Breite 12 cm) bestanden, wobei die Wände von je drei Räumen durch vier Bleche ( $0,08 \times 12 \times 20 \text{ cm}$ ) gebildet wurden. Auf dem zweiten Stockwerk war ein Dämpfer aufgestellt, dessen Masse und Dämpfung bei den Versuchsreihen verändert wurden. Das Gesamtgewicht des Modellhauses betrug fast 5 kg. Es wurde zusammen mit dem Registrierapparat auf dem Schütteltisch aufgestellt, dessen Bewegung mit der der Stockwerke und der des Dämpfers gleichzeitig auf Ruß registriert wurde. Über die Schwingungen dieses doppelt gekoppelten Systems verschafften sich die Verff. dadurch eine umfassende Kenntnis, daß sie die Frequenzcharakteristiken in Abhängigkeit von veränderter Masse und Dämpfung des Dämpfers aufnahmen. Die wiedergegebenen 84 Resonanzkurven geben ein umfassendes Bild des ganzen Fragenkomplexes. Die theoretischen Betrachtungen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Experimenten. Das sehr beachtenswerte Ergebnis der Arbeit ist die Tatsache, daß mit einem in einem Holzhaus eingebauten Dämpfer, dessen Masse nur etwa  $\frac{1}{10}$  der des Hauses zu sein braucht, ein wirksamer Erschütterungsschutz geschaffen werden kann. *Martin.*

**Takaharu Fukutomi and Zirô Huzii.** On the Thermal Springs of Ito, Izu Peninsula. Bull. Earthqu. Res. Inst. 15, 506—535, 1937, Nr. 2; japanisch mit englischer Zusammenfassung. (Mitsui Geophys. Obs.) Temperatur- und Lösungsmessungen an Thermalquellen auf der Izu-Halbinsel. *Schmerwitz.*

**G. R. Wait and John W. Mauchly.** World-wide changes in potential gradient. Nat. Res. Council 1937, S. 169—170, Nr. 1. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Die Jahresmittelwerte des Potentialgradienten der Stationen Huancayo, Ebro und Watheroo, jeweils auf den Mittelwert der gesamten zwölfjährigen Beobachtungszeit bezogen, sind in einem Diagramm verzeichnet. Der Verlauf der Schwankungen dieser weit voneinander entfernten Stationen zeigt erkennbare Übereinstimmung. Es wird versucht, diese Korrelation zahlenmäßig zu erfassen und die Bedeutung und Sicherheit dieser Zahl abzuschätzen. *Schmerwitz.*

**Franziska Seidl.** Beobachtungen des täglichen Ganges der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre in Fulpmes im Stubaital. Wiener Ber. 146 [2a], 248—257, 1937, Nr. 3/4. Die zur Diskussion gestellten Kurven zeigen ein etwas von dem üblichen abweichendes Verhalten. Sowohl die Temperaturzunahme als auch die Zunahme der relativen Feuchtigkeit hatten eine Erhöhung der Leitfähigkeit zur Folge. Es wird auch noch über eine Kellermessung während eines Gewitters berichtet. Die dabei auftretende auffallende Leitfähigkeitszunahme wurde der durch das Regenwasser verminderten Bodendurchlässigkeit zugeschrieben. *F. Seidl.*

**O. H. Gish and K. L. Sherman.** Electrical conductivity of air to an altitude of 22 kilometers. Nat. Geogr. Soc. Contr. Techn. Pap. Washington (Stratosph. Ser.) 1936, Nr. 2, 23 S. Beim Stratosphärenaufstieg des „Explorer II“ am 11. XI. 1935 wurden die beiden polaren Leitfähigkeiten  $\lambda^+$  und  $\lambda^-$  bis zu 22 km Höhe bestimmt. Als Meßgerät diente ein Gerdien-Aspirator, der mit einem Registrierelektrometer im Inneren der Gondel verbunden war. Zur Vermeidung eventueller Störungen durch die Ballonhülle werden nur die beim Abstieg gewonnenen Werte bearbeitet. Das Verhältnis  $\lambda^+/\lambda^-$  bleibt bis zur Scheitelhöhe der Fahrt, also in einem Druckbereich von 760 bis 30 mm Hg konstant. Da nach Laboratoriumsuntersuchungen dies Verhältnis mit abnehmendem Druck in trockener Luft (!) abnimmt, wird auf das Vorhandensein von Wasserdampf in den erreichten Stratosphärenschichten geschlossen. Ein Vergleich der gemessenen Leitfähigkeiten mit den nach Regeners Aufstiegen berechneten zeigt, daß die gemessenen Werte wesentlich geringer sind und auch langsamer mit der Höhe anwachsen als die aus der Ionisierungsstärke berechneten. Unterhalb 6 km Höhe sind die Leitfähigkeitswerte infolge des Kerngehaltes besonders erniedrigt. Von 18 auf 22 km Höhe wird eine Abnahme auf etwa die Hälfte gefunden, die durch das erneute Vorhandensein von Kondensationskernen gedeutet wird; ihre Zahl wird zu  $3400/\text{cm}^3$  berechnet. Die Tatsache, daß oberhalb 18 km Höhe WSW-Wind angetroffen wurde, läßt vermuten, daß der Ballon hier in Luftmassen tropischen Ursprungs eintauchte, die einen solchen Kerngehalt besessen haben könnten. Mit gleicher Wahrscheinlichkeit kann allerdings auch vulkanischer Staub, Meteorstaub oder kernbildende Wirksamkeit des Ozons angenommen werden. — Die Potentialdifferenz zwischen Boden und Heaviside-Schicht wird nach den Messungen zu etwa 400 kV geschätzt. *H. Israël-Köhler.*

**Charles R. Burrows, Paul von Handel and Wolfgang Pfister.** Discussion on „ultra-short-wave propagation along the curved earths surface“. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 240—245, 1938, Nr. 2. *Dede.*

**J. S. Mc Petrie.** The reflection coefficient of the earth's surface for radio waves. Journ. Inst. Electr. Eng. 82, 214—218, 1938, Nr. 494. (Nat. Phys. Lab.) Es werden Kurven wiedergegeben, aus denen durch Interpolation der Reflexionskoeffizient der Erde gewonnen werden kann für jeden Wert der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit. Da die Kurven für parallel und senkrecht zur Erdoberfläche polarisierte Wellen getrennt gegeben werden, ist diese Bestimmung für jeden Polarisationszustand möglich. *Riewe.*

**W. L. Hafekost.** Atmospheric Cross-Modulation. Wireless World 41, 398—399, 1937, Nr. 17. *Dede.*

**Jürgen Großkopf.** Die gegenseitige Modelungsbeeinflussung elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre. Hochfrequenz-techn. u. Elektroak. 51, 18—30, 1938, Nr. 1. (Reichspostzentralamt.) Der „Luxemburg-Effekt“ wurde mittels der Sender Prag-Wien und Leipzig-Zeesen untersucht.



Nach einer Theorie von Bailey und Martins sind Maxima in einer solchen Entfernung  $d$  vom modulierten Sender zu erwarten, daß bei kurzer Antenne  $d = 2(D \pm H)$ , bei Halbwellenantenne  $d \sim 2(D \pm 2H)$  ist. Hier ist  $D$  der Senderabstand und  $H$  die virtuelle Höhe der reflektierenden Schicht. Diese Berechnung erweist sich als befriedigend erfüllt. Der Modelungsgrad beträgt bis über 1%. Die Messungen führen zu einigen Schlüssen bezüglich der Raumausbreitung der Wellen, so herrscht bei Langwellensendern der Absorptionschwund vor. Riewe.

**Michael Rutgers van der Loeff.** De ionen en de ionisatiebalans in de atmosfeer. Diss. Univ. Amsterdam 1938, 120 S. (Holländisch mit engl. Zusammenfassung.) Zur Prüfung der Ionisierungsbilanz  $q = \beta' n$  wird im allgemeinen die Schweidlersche Verschwindungskonstante  $\beta'$  aus der „Halbierungsspannung“  $H$  im geschlossenen Ionisationsgefäß und die Kleinionenzahl  $n$  aus Messungen mit Ionenaspiratoren abgeleitet. Voraussetzung ist bei der Messung von  $\beta'$  die Kenntnis der Beweglichkeitssumme der Kleinionen  $k^+ + k^-$ , bei der Messung von  $n$ , daß das Ionenspektrum im Kleinionengebiet nur eine Linie, eben die der Kleinionen aufweist. Zur Vermeidung dieser nicht unbedenklichen Voraussetzungen leitet Verf. eine andere Bilanzgleichung ab, die  $q$  in Abhängigkeit von „Halbierungsspannung“  $H$  und Leitfähigkeit ergibt und als einzige Voraussetzung die enthält, daß im geschlossenen Ionisationsgefäß für  $q \leq 50 J$  der Strom  $i$  in linearer Beziehung zu  $i/E$  ( $E$  = Spannung) steht, eine experimentell weitgehend gesicherte Annahme. Nach ausführlichen methodischen und apparativen Untersuchungen der Meßanordnung (automatisch registrierender Ionenaspirator mit Röhrenverstärkung u. a.), bei denen insbesondere die Feststellung überrascht, daß Turbulenz der Strömung die Ergebnisse der Leitfähigkeitsmessungen nicht beeinflußt, berichtet Verf. über Messungen auf See während einer Schiffsreise nach Niederländisch-Indien. Trotz verschiedener nicht unbedenklicher meßtechnischer Vernachlässigungen (Anm. d. Ref.) ergibt sich für  $q$  auf See der Wert  $2 J$ , während gleichzeitige direkte Messungen von  $q$  den Wert  $1,6 J$  ergaben. Die Differenz wird durch den Emanationsgehalt der Luft, der bei der relativ küstennahen Schiffsroute noch dem des Festlandes ähneln dürfte, erklärt. — Gleichzeitige Messungen von  $q$ ,  $H$  und Leitfähigkeit in Amsterdam ergaben bei Berücksichtigung des dortigen mittleren Emanationsgehaltes befriedigende Übereinstimmung. — Als Näherungswerte für Leitfähigkeit und Ionenspektrum werden für Amsterdam gefunden:  $\lambda^- = 0,30$  elst. Einh. und 50 bzw. 200 bzw. 3000 Ionen einer Beweglichkeit von etwa  $1$  bzw.  $10^{-2}$  bzw.  $10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/Volt·sec. Zum Schluß sind einige Tagesgänge der Ionenzahlen für Amsterdam gegeben: Der bei einer Grenzbeweglichkeit  $k_0 = 1,6 \cdot 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/Volt·sec gemessene Ionengehalt zeigt ebenso wie der bei  $k_0 = 5,5 \cdot 10^{-4}$  gemessene ein Minimum gegen 3 Uhr, ein Maximum zwischen 10 und 13 Uhr. — Während Regens werden im Mittel durch Lenard-Effekt die negativen Ionenzahlen im ganzen Spektralbereich bis zum zehnfachen Wert erhöht gefunden. H. Israël-Köhler.

**Karl Stoye.** 5 m-Welle, Dellinger- und Nordlicht-Erscheinungen. Elektr. Nachr. Techn. 15, 35—36, 1938, Nr. 2. (Quedlinburg a. H.) Dede.

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., November 1937. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 112—114, 1938, Nr. 1.

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Dasselbe. December 1937. Ebenda S. 236—239, Nr. 2. (Nat. Bur. of Stand. Wash.) Dede.

**Short-Wave Reception.** Stations to look for and best times to listen. Wireless World 41, 454—455, Nr. 19. Dede.

**J. E. Best, F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe.** Studies of Region *E* of the Ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 164, 96—116, 1938, Nr. 916. 1. Mit Hilfe visueller Beobachtung der Aufzeichnungen einer Kathodenstrahlröhre wird jene „Schwellenfrequenz“ *a* bestimmt, bei der erstmals ein Echo von der *F*-Schicht erscheint, und jene „Schwellenfrequenz“ *b*, bei der das letzte Echo von der *E*-Schicht bemerkt wird. Diese Beobachtungen wurden in der zweiten Hälfte des Jahres 1936 vorgenommen. Die Schwellenfrequenz *a* stimmt ziemlich genau mit der kritischen für die *E*-Schicht überein. Diese Schicht besitzt auch eine wolkenartige Struktur. Die Ergebnisse an ruhigen und stürmischen Tagen werden mit ihrer wahrscheinlichen Erklärung durch Gewitter usw. besprochen. — 2. Außerdem wurde im Winter die kritische Frequenz der *E*-Schicht beobachtet, wobei sich der Rekombinationskoeffizient nachts zu  $4 \cdot 10^{-9}$  und tags zu  $10^{-8}$  ergab. *Riewe.*

**E. V. Appleton and J. H. Piddington.** The reflexion coefficients of ionospheric regions. Proc. Roy. Soc. London (A) 164, 467—476, 1938, Nr. 919. Nach einem kurzen Überblick über bisherige Messungen gaben die Verff. einen Bericht über neue Versuche. Die von verschiedenen Autoren (Watt, Wilkins, Bowen sowie Colwell und Friend) gefundenen sehr niedrig (10 km) liegenden Ionenschichten konnten bei Versuchen der Verff. nicht beobachtet werden. Dagegen wurden anscheinend zufällige Reflexionen aus Höhen zwischen 80 und 160 km erhalten, die wohl einzelnen Ionenwolken oder vorübergehenden Ionenausbrüchen (transitory bursts of ionisation) infolge kosmischer Einflüsse zugeschrieben werden müssen. *Riewe.*

**D. F. Martyn and G. H. Munro.** The Lorentz Polarization Term and the Earth's Magnetic Field in the Ionosphere. Nature 141, 159—161, 1938, Nr. 3560. (Univ. Sydney.) Die Berücksichtigung des Feldes der Nachbarelektronen führte zu einem Ausdruck, der dem von Lorentz in die Lichtausbreitungsformel eingeführten ähnlich ist. Ob dieser Ausdruck wirklich auftritt, hat sich bisher nicht prüfen lassen. Die Verff. glauben aus ihren Ionosphärenbeobachtungen schließen zu können, daß er nicht auftritt. In ihren Registrierungen findet sich ein aufsteigender Ast, der stets bei etwa 1,27 Megahertz abbricht. Auf Grund von Gleichungen Ratcliffes (Wireless Eng. 10, 354, 1933) deuten ihn die Verff. als zweite Komponente des ordentlichen Strahles, die nur beim Fehlen jenes Dispersionsgliedes auftritt. *Riewe.*

**L. G. H. Huxley.** The Propagation of Electromagnetic Waves in an Ionized Atmosphere. Phil. Mag. (7) 25, 148—159, 1938, Nr. 166. (Univ. Coll. Leicester.) Die Arbeit will Wege zu einer befriedigenden Lösung weisen. In vektorieller Schreibweise werden die allgemeinen Formeln gegeben, die elektrische Leitfähigkeit eines ionisierten Gases, die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem ionisierten Medium (als Spezialfälle längs und quer zum Feld) und die Ausbreitung in irgendeiner Richtung behandelt. *Riewe.*

**L. G. H. Huxley.** Supplementary Note to the Paper „The Propagation of Electromagnetic Waves in an Ionized Atmosphere“. Phil. Mag. (7) 25, 388, 1938, Nr. 167. Berichtigung eines Zeichenfehlers. *Riewe.*

**T. L. Eckersley.** A Wireless Interferometer. Nature 141, 369—370, 1938, Nr. 3565. (Marconi's Wireless Telegr. Co., Chelmsford.) Nach einer kurzen theoretischen Besprechung der mit zwei Antennen auftretenden Interferenzerscheinungen teilt der Verf. mit, daß eine gute Trennung des Grund- und Ionosphärensignals möglich ist und daß, im Gegensatz zur *F*-Schicht, die *E*-Schicht nur ausnahmsweise eine Minimeinstellung des Senders ergibt, also wahrscheinlich aus einzelnen Wolken besteht. *Riewe.*

**Robert Bureau.** Les perturbations ionosphériques à début brusque et leurs effets sur les ondes longues. C. R. 206, 360—362, 1938, Nr. 5. Beobachtungen bei 27 Kilohertz und ihr Zusammenhang mit Sonneneruptionen. *Rieue.*

**Karl Stoye.** Sonnentätigkeit und Grenzwellen. Gerlands Beitr. 52, 217—218, 1938, Nr. 1/2. (Quedlinburg a. H.) Verf. vertritt den Standpunkt, daß bestimmte Emissionsgebiete der Sonne für die Ausbreitungsbedingungen der 10 m-Welle maßgebend sind und daß die Sonnenfleckenrelativzahlen zu ihrer Beurteilung sich wenig eignen. Er weist auf verschiedene Fehler und mißverständliche Darstellungen in einer Arbeit von Kunze (Gerl. Beitr. 48, S. 177) hin und lehnt die von Kunze angenommene Periode guter 10 m-Hörbarkeit von  $5\frac{1}{2}$  Tagen ab. *F. Steinhäuser.*

**Gerhard Kunze.** Dasselbe. Ebenda S. 219—220. (Berlin.) Verf. versucht sich gegen die in vorstehender Arbeit von Stoye erhobenen Einwendungen zu verteidigen. *F. Steinhäuser.*

**Ivo Ranzi.** Stato della ionosfera durante l'eclisse solare dell'8 giugno 1937. Cim. (N. S.) 14, 262—264, 1937, Nr. 6. (Ist. Fis. Bologna.) In der gleichen Weise wie bei der Sonnenfinsternis vom 19. Juni 1936 wurde auch bei der im Pazifischen Ozean sichtbaren Finsternis vom 8. Juni 1937 in Bologna eine außerhalb der Meßfehler liegende Abnahme der Elektronendichte in der  $F_2$ -Schicht beobachtet. Die Grenzwellenlänge für die Reflexion in dieser Schicht, die vor und nach der Finsternis bei 39 m lag, nahm während der Finsternis bis zu dem Wert von 43 m zu. Die entsprechenden Werte der Elektronendichte sind  $7,7 \cdot 10^5$  und  $6 \cdot 10^5$ . Das Minimum der Elektronendichte wurde 100 min vor dem Maximum der Finsternis beobachtet, was dadurch erklärt werden kann, daß die für die mittleren Breiten maßgebenden Elektronenbahnen bereits vor dem Maximum abgeschirmt wurden. Die Erscheinungen werden durch die bereits früher aufgestellte Theorie des Verf. erklärt, daß die Ionisation der  $F_2$ -Schicht teilweise auf der ultravioletten Sonnenstrahlung, teilweise aber auch durch die von der Sonne emittierten Elektronen zustande kommt. *Schön.*

**H. Vigneron.** La distribution de l'électricité dans les nuages orageux. Nature (Paris) 1937, S. 510—514, Nr. 3014. Ausführliche Besprechung einer Arbeit von G. Simpson und F. J. Scrase über die Elektrizitätsverteilung in Gewitterwolken (s. Phys. Ber. 18, 2274, 1937). *H. Israël-Köhler.*

**Joseph Larmor.** Lightning Strokes. Nature 141, 115, 1938, Nr. 3559. (Holywood, N. Ireland.) In Ergänzung zu früheren Arbeiten werden an Hand neuerer Untersuchungen einige Bemerkungen über die Entstehung von Blitzenentladungen hinzugefügt. *Hänsch.*

**B. F. J. Schonland.** Progressive Lightning. IV. The Discharge Mechanism. Proc. Roy. Soc. London (A) 164, 132—150, 1938, Nr. 916. (Inst. Geophys. Res. Univ. Witwatersrand.) Oszillographische Messungen ergaben, daß in allen Blitzenentladungen zur Erde, welche in Südafrika beobachtet wurden, die Wolke als Kathode und die Erde als Anode wirkte. Der allgemeine Entladungsvorgang wird folgendermaßen beschrieben: Der erste Teil der Entladung besteht aus der Entwicklung eines Einleitungsstrahles, einem negativen Strahl von der Wolke in die darunter befindliche Luftschicht. Diesem folgt in periodischer Unterbrechung eine schnellere Entladung entlang einem bereits vorher ionisiertem Weg. Hierdurch wird der größte Teil der negativen Ladung der Wolke auf die darunter befindliche Luftschicht verteilt. Diesem Vorgang folgt schließlich der Übergang der positiven Ladung in einem Rückstrahl von der Erde nach oben.



Der so verlaufenden Hauptentladung schließen sich dann noch einige ähnlich wie vorher verlaufende, jedoch schwächere Nachtentladungen an. Außer diesen allgemeinen Ergebnissen werden noch einige Erörterungen über den Zusammenhang von Leuchtintensität, Bewegung und Raumladung angestellt. *Schmerwitz.*

**W. J. Rooney.** Earth-current variations with periods longer than one day. Nat. Res. Council 1937, S. 157, Nr. 1. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Aus einem kleinen Betrag konstanter Abweichungen der täglichen Mittel der Erdstromregistrierungen an den Stationen Tucson und Huancayo wird auf über einen Tag dauernde Perioden geschlossen. Genauere Untersuchungen werden jedoch noch als notwendig erachtet. *Schmerwitz.*

**J. P. Schouten.** Eenige theoretische beschouwingen omtrent de vraag, of het vliegen dooreen onweerswolk met een metalen vliegtuig of Zeppelin gevaar oplevert. Ingenieur 52, E 79—E 84, 1937, Nr. 45. Theoretische Studie über die Gefahren für Flugzeuge und Zeppelin beim Durchfliegen von Gewitterfeldern. Verf. gibt eine Methode zur Berechnung der Influenzladungsverteilung in einem Ellipsoid, das sich in einem gleichmäßigen elektrischen Feld befindet. Weiter berechnet er die tatsächliche Aufladung des Ellipsoids, wenn die Influenzladung eines Vorzeichens durch Sprühen abgeführt wird. Bei vollständiger Abfuhr derselben findet er bei einem Feld von  $F$  Volt/cm für ein Flugzeug (angenähert durch ein Rotationsellipsoid von 5 bzw. 2 m Halbachsenlänge) eine Aufladung auf  $1,2 \cdot 10^{-7} \cdot F$  Coulomb, für einen Zeppelin (Halbachsenlängen 100 bzw. 20 m)  $5 \cdot 10^{-5} \cdot F$  Coulomb; bei einem Feld von 10 000 Volt/cm, wie es in Gewitterwolken möglich sein kann, kommen also Ladungen von  $1,2 \cdot 10^{-3}$  bzw. 0,5 Coulomb vor, Aufladungen, die unter Berücksichtigung der zugehörigen Kapazitäten Energien von 3200 bzw.  $2,78 \cdot 10^7$  Watt/sec darstellen und ein Potential des Flugzeuges bzw. Zeppelins von  $5,33 \cdot 10^6$  bzw.  $110 \cdot 10^6$  Volt bedingen. Solche Energien und Spannungen können ausreichen, um nach dem Verlassen der Gewitterwolke zu ihr bzw. dem Erdboden eine Entladung einzuleiten, die zur Zündung führen kann. Beim vorjährigen Zeppelinunglück dürfte die gefährliche Aufladung der Hülle infolge von Ladungsabfuhr eines Vorzeichens über die Halteseile noch begünstigt worden sein. Es werden geeignete Modellversuche vorgeschlagen. *H. Israël-Köhler.*

**F. E. Lutkin.** Directional recording of radio atmospherics. Journ. Inst. Electr. Eng. 82, 289—302, 1938, Nr. 495. (Nat. Phys. Lab.) Mit der von Watson Watt 1926 beschriebenen und seitdem weiterentwickelten Apparat wurden in den Jahren 1931 bis 1935 Registrierungen aufgenommen. Die meisten der in England beobachteten Störungen stammt aus Westen oder Südwesten, im Sommer jedoch auch aus Osten und Südosten. Diese Winkel scheinen in guter Übereinstimmung mit der Lage der großen tropischen Gewitterzentren. — Die Ergebnisse werden graphisch dargestellt. *Riewe.*

**Hans Schmidlin.** Über entmagnetisierende Wirkung der Änderungen des magnetischen Erdfeldes. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 7, 94—111, 1937, Nr. 2. Die von dem Verf. durchgeführten Laboratoriumsversuche über die entmagnetisierende Wirkung von Gleich- und Wechselfeldern auf die Remanenz ferromagnetischer Mineralien (vgl. Phys. Ber. 19, 1236, 1938) werden noch einmal beschrieben. Aus ihren Ergebnissen wird der Schluß gezogen, daß die heute vorkommenden Schwankungen und Störungen des magnetischen Erdfeldes nicht die Ursache für die beobachtete geringe Remanenz der vortertiären Eruptivgesteine sein können, daß zu deren Entmagnetisierung vielmehr wesentlich höhere Feldschwankungen (etwa 100mal stärker) nötig gewesen sein müßten. Eine

andere Erklärungsmöglichkeit scheint die zu sein, daß spontan überall eine langsame zeitliche Verringerung des magnetischen Momentes auftritt. *Kussmann.*

**R. Lauterbach.** Geomagnetische Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. ZS. f. Geophys. 13, 291—301, 1937, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Univ. Leipzig.) Vorwiegend geologische Erläuterungen praktischer Vermessungen magnetisch wirksamer Bodeneinlagerungen an Hand einer Reihe von Kartierungen der Anomalien. *Schmerwitz.*

**Maurice Burgaud.** Observations magnétiques en Chine. C. R. 206, 272—273, 1938, Nr. 4. Für eine große Zahl chinesischer Orte der Provinzen Hunan, Kweichow und Kwangsi wurde Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität gemessen. Die auf den 1. Januar 1937 bezogenen Werte sind in einer Tabelle zusammengestellt. *Schmerwitz.*

**A. G. McNish.** The earth's interior as inferred from terrestrial magnetism. Nat. Res. Council 1937, S. 43—50 u. 56, Nr. 1. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Bei der Erforschung des Erdinneren müssen auch die Ergebnisse der erdmagnetischen Untersuchungen beachtet werden. Die Erklärung des permanenten Magnetfeldes der Erde steht immer noch offen. Alle bisherigen Versuche führten immer irgendwie zu einem Widerspruch zu den physikalischen Gesetzen. Eine Westverlagerung des Magnetpoles im Verlaufe der Jahrzehnte sowie die Abnahme des Koeffizienten der harmonischen Funktion, durch den die gleichförmige Magnetisierung dargestellt wird, läßt sich sehr weitgehend auch durch Fehlerstreuung insbesondere der älteren Beobachtungen erklären. Unanzweifelbar jedoch ist die Tatsache der Säkularvariation, die an Hand von zwei Figuren näher erläutert wird. Die Analyse zeigt, daß diese vorwiegend das permanente Feld der Erde betrifft. Diese Variation deutet auf, im Vergleich zu geologischen Zeiten, schnelle Zustandswechsel tief im Erdinnern hin, die bisher noch durch keine andere geophysikalische Methode festgestellt worden sind. Versuche zur Aufdeckung von Beziehungen zu Erdbeben haben hier bisher keinen Erfolg verzeichnet. Aus der Phasenverschiebung der Induktion der täglichen magnetischen Variation und der magnetischen Stürme ließ sich in neuerer Zeit berechnen, daß die vorwiegend elektrisch leitende Schicht der Erde erst in 200 bis 250 km Tiefe beginnt. Falls die thermischen und elektrischen Leitfähigkeiten im Inneren dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz folgen würden, so müssen die Temperaturen im Erdkern beträchtlich geringer sein als bisher angenommen wird. Bei Abwesenheit von Konvektionsabkühlung wird für das Zentrum 2200° C berechnet. Die thermische Geschichte der Erde wird auf Grund dieser Voraussetzungen kurz dargelegt. *Schmerwitz.*

**A. G. McNish.** Electromagnetic method for testing rock-samples. S.-A. Terr. Magn. 42, 283—284, 1937, Nr. 3. (Carnegie Inst. Wash.) Die Methoden zur Erforschung des magnetischen Zustandes der Erde in früheren historischen und geologischen Zeiten durch nachträgliche magnetische Untersuchung von Sediment- und Eruptivgesteinsproben wurde auch am Carnegie-Institut aufgenommen. Die Schwierigkeiten der Deutung erlauben jedoch zur Zeit noch keine ausführliche Veröffentlichung. *Schmerwitz.*

**J. A. Fleming.** Magnetic survey of the oceans. S.-A. Intern. Aspects of Oceanogr. 1937, S. 50—56. (Dep. Terr. Magn., Carnegie Inst. Washington.) Eine Reihe geographischer Weltkarten und von Kurvenbildern der säkularen Veränderung magnetischer Elemente werden hier veröffentlicht, um die wissenschaftliche Bedeutung weiterer magnetischer Vermessungen der noch nicht erschlossenen Gebiete der Ozeane nachzuweisen. *Schmerwitz.*

**Ryutaro Takahasi and Takesi Nagata.** Geophysical Studies of Volcano Mihara, Oosima Island; Topographic Survey of the Crater of Mihara and the Magnetic Survey of Oosima. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 441—462, 1937, Nr. 2. Auf einer der Idu-Inseln, wo sich der Vulkan Mihara befindet, wurde an zwölf Stationen die Horizontalintensität, Inklination und Deklination gemessen. Von diesen zeigte nur die Deklination eine ausgeprägte Störung in der Umgebung des Kraters. Vier Stationen befanden sich in der Somma des Vulkans. *Schmerwitz.*

**Gaston Gibault.** Sur la perturbation magnétique du 25 janvier 1938. C. R. 206, 357—358, 1938, Nr. 5.

**Charles Maurain.** Remarques au sujet de la Note précédente. Ebenda S. 358. *Dede.*

**E. Sydow.** Nordlichtbeobachtungen im Gebiet der nordfriesischen Inseln. Meteorol. ZS. 55, 68—69, 1938, Nr. 2. (Bioklim. Forsch.-Stelle Univ. Kiel, Zweigstelle Westerland-Sylt.) Es werden Nordlichterscheinungen beschrieben, die in Westerland-Sylt am 30. September, am 7. Oktober und am 7. Januar 1937 beobachtet worden sind. *F. Steinhauser.*

**L. Vegard.** Altitude Effects in the Red Part of the Auroral Spectrum and the Two Types of Red Auroras. Nature 141, 200, 1938, Nr. 3561. (Phys. Inst. Oslo.) Es werden einige Intensitätsanomalien an Nordlichtern beschrieben, die sich auf die grüne und rote Sauerstofflinie beziehen. Aus diesen und dem Auftreten der Nordlichtbänder bei einem kürzlich beobachteten Nordlicht wird geschlossen, daß die Elektronen, die das Nordlicht anregen, ihre größte Geschwindigkeit bei einem Minimum der Sonnenfleckentätigkeit erhalten. *Frerichs.*

**Daniel Barbier.** Sur la position de la zone aurorale. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 512, 1937, Nr. 12. (Obs. Marseille.) Bestimmung der Polarlichtzone unter gleichzeitiger Berücksichtigung des magnetischen und des vom Verf. angenommenen hypothetischen außerelektrischen Feldes der Erde. Unter normalen Annahmen für die Geschwindigkeit der Nordlicht-auslösenden Elektronen errechnet sich für die Nordlichtzone ein Radius von  $1,3^{\circ}$ , während zum Zustandekommen eines Polabstandes von  $20^{\circ}$  die Elektronen auf etwa 1000fache Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden müßten. Die vom Verf. versuchte Hypothese eines äußeren elektrischen Feldes der Erde vermag also die Ausdehnung der Polarlichtzone nicht zu erklären. *H. Israël-Köhler.*

**C. T. Elvey and Paul Rudnick.** The variation of the light from the night sky and its effect on the photography of faint nebulae. Astrophys. Journ. 86, 562—569, 1937, Nr. 5. (McDonald Obs. Fort Davis, Texas.) Mit einer photoelektrischen Anordnung unter Benutzung einer Kaliumphotozelle wurde die Helligkeit des Nachthimmelleuchtens untersucht. Es ergaben sich unregelmäßige Schwankungen im Laufe der Nacht für das Licht in der Nähe des astronomischen Nordpols. Daneben traten ziemlich große Schwankungen in der Helligkeit von Nacht zu Nacht auf. Es wurden dann die minimalen Größenklassenwerte der Nebel berechnet die bei der Helligkeit des Nachthimmels beobachtet werden können. Dabei wurde der Einfluß der Zenithdistanz, des Zodiakallichtes und der Milchstraße berücksichtigt. Der Minimalwert ist eine Funktion der Lage des Nebels relativ zum Zenith, zur Milchstraße und zum Zodiakallicht und außerdem eine Funktion der zeitlichen Schwankungen des Nachthimmelleuchtens. Die Größe des Minimalwertes beträgt etwa zwischen 6,50 und 7,35 Größenklassen/Quadratgrad bei geringerem Nachthimmelleuchten. *Frerichs.*



**Jean Cabannes et Jean Dufay.** Sur la radiation jaune du ciel nocturne. C. R. 206, 221—224, 1938, Nr. 4. Das Spektrum des Nachthimmels ist charakterisiert durch die grüne und die beiden roten Linien des atomaren Sauerstoffs und eine gelbe Strahlung unbekannter Herkunft, deren Intensität mit der der Sauerstofflinien vergleichbar ist. Die bisherigen Wellenlängenbestimmungen dieser Strahlung zeigten zu große Abweichungen für eine Identifikation. Auf Aufnahmen mit einem  $F/0,7$ -Spektrographen, die in Montpellier in den Jahren 1936, 1937 und 1938 erhalten wurden, bestimmen die Verff. die Wellenlänge der gelben Strahlung zu  $5894 \pm 1 \text{ \AA}$ . Es sind Anzeichen für eine komplexe Struktur dieser Linie vorhanden; wahrscheinlich liegen zu beiden Seiten von 5894 zwei Linien im Abstand von wenigen  $\text{\AA}$ . Interstellares Natrium kommt als Deutung nicht in Frage; Intensitätsvariationen sprechen für atmosphärischen Ursprung. Die Lage der Linie, die gegen den Schwerpunkt der beiden  $D$ -Linien um  $1 \text{ \AA}$  nach kurzen Wellen verschoben ist, läßt sich trotzdem dem Na zuschreiben, wenn eine Emission der  $D$ -Linien von gleicher Intensität angenommen wird. Eine solche Intensitätsverteilung wurde beim Kometen Skjellerup beobachtet, die Anregung erfolgt wahrscheinlich durch Resonanz. Die Frage wird durch interferometrische Messungen zu klären sein. *Ritschl.*

**René Bernard.** Observation d'un nouveau phénomène de fluorescence dans la haute atmosphère. Présence et variations d'intensité de la radiation  $5893 \text{ \AA}$  dans la lumière du ciel au crépuscule. C. R. 206, 448—450, 1938, Nr. 6. Verf. beobachtet im Himmelslichtspektrum bei Dämmerung eine schmale Bande im gelben Teil des Spektrums, die nach langen Wellen hin durch die  $D$ -Linie des Na begrenzt ist. Mit fortschreitender Dämmerung geht die Bande in eine Linie über, die längere Zeit konstante Helligkeit behält und dann in wenigen Minuten auf 1 % ihrer Helligkeit absinkt. Die Wellenlänge wird zu  $5893 \text{ \AA}$  bestimmt. Im Nachthimmelslicht ist die gleiche Linie vorhanden. — Die Höhe der Atmosphärensicht, aus der das betreffende Licht im Augenblick seiner raschen Abnahme stammt, wird nach acht Beobachtungen in Tromsö unter Berücksichtigung der atmosphärischen Refraktion zu 60 km bestimmt. — Zur Erklärung werden zwei Möglichkeiten erwogen: 1. Handelt es sich um eine Photolumineszenz durch kurzwelliges UV der Sonne, so müssen die betreffenden Strahlen die Atmosphäre oberhalb ihrer Ozonschicht durchsetzen. In diesem Falle wäre bei Weglassen der Refraktionskorrektur die Höhenlage zu etwa 110 km anzunehmen, also in der Höhe der  $E$ -Schicht. Gleichzeitige Beobachtungen der Ionisation dieser Schicht ergaben keinerlei Zusammenhang zwischen beiden Phänomenen. — 2. Handelt es sich um einfache optische Resonanz, so ist die beobachtete Linie durch das Vorhandensein von Na-Atomen in einer relativ dünnen Schicht in 60 km Höhe erklärbar. *H. Israëli-Köhler.*

**Victor F. Hess.** Ungelöste Probleme in der Physik. Die Aufgaben der nächsten Zukunft in der Erforschung der kosmischen Strahlung. Les Prix Nobel en 1936, 3 S., 1937. *Dede.*

**H. Euler.** Theoretische Gesichtspunkte zur Untersuchung der Ultrastrahlung. ZS. f. techn. Phys. 18, 517—525, 1937, Nr. 12; auch Phys. ZS. 38, 943—951, 1937, Nr. 23, auch Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 101—102, 1937, Nr. 3. (13. D. Phys.- u. Math.-Tag Bad Kreuznach 1937.) (Leipzig.) Bei der theoretischen Deutung der in den Ultrastrahlexperimenten beobachteten Schauerphänomene hat man sowohl die von Carlson und Oppenheimer und Bhabha und Heitler diskutierten Kaskadenprozesse als auch die Heisenbergschen Schauer durch Explosion in Betracht zu ziehen. Die ersteren lassen die Übergangseffekte bei kleinen Schichtdicken und den Verlauf der Rossi-Kurven annähernd quantitativ verstehen. Unter der Annahme

der Gültigkeit der Strahlungstheorie für Elektronen bis zu den höchsten Energien und der Existenz von nichtstrahlungsfähigen Andersonschen Teilchen kann man sogar nach Heitler für ein passend gewähltes Energiespektrum der einfallenden Teilchen den Intensitätsverlauf der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ungefähr richtig wiedergeben. Die Entstehung der Hoffmannschen Stöße hinter kleinen Schichtdicken leichter Absorber dürfte dagegen in erster Linie der zweiten Art der Schauererzeugung zuzuschreiben sein. Die Sekundäreffekte hinter großen Schichtdicken (zweites Maximum) lassen sich ohne neue Zusatzannahmen noch nicht in die Theorie einbauen. *Bagge.*

**A. K. Das.** The mystery of cosmic radiation. Part III. *Scient. Cult.* 3, 90—92, 1937. Verf. gibt einen kurzen Bericht über Hypothesen, betreffend die Entstehung der Höhenstrahlen. *Kolhörster.*

**G. Lemaitre and M. S. Vallarta.** On the Allowed Cone of Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* (2) 50, 493—504, 1936, Nr. 6. Die Berechnungen von Teilchenbahnen im erdmagnetischen Dipolfeld (Lemaitre und Vallarta, *Phys. Ber.* 18, 93, 1937) wurden nach der Methode von Bush und mit Hilfe numerischer Integration fortgesetzt und die Ergebnisse werden mitgeteilt. Die verbotenen Kegel werden für Breiten bis zu  $30^\circ$  bestimmt und die Anwendungen auf den Azimutaleffekt gebracht. Die Diskussion der graphischen Darstellungen der Ergebnisse muß im Original gelesen werden. *Juilfs.*

**E. J. Schremp.** The Shadow Effect of Cosmic Radiation and Some Associated General Dynamical Theorems. *Ebenda* 51, 1006—1007, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol.) Es werden im Anschluß an die Berechnungen von Lemaitre und Vallarta die durch die Erde ausgeblendeten Teilchenbahnen kurz diskutiert. *Juilfs.*

**W. F. G. Swann.** A Numerically Consistent Corpuscular Theory of Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) 50, 1103—1119, 1936, Nr. 12. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) In Form einer ausführlichen Diskussion werden an Hand des Absorptionsgesetzes  $-dE_x/dx = a + \lambda E_x$  die Absorptionskurven, der Breiten- und Längeneffekt sowie einige andere charakteristische Effekte theoretisch behandelt. Ein Anhang verweist auf die von Pfitzer (*Phys. Ber.* 18, 88, 1937) gegebene Darstellung und die theoretische Behandlung der gleichen Fragen durch Gross (vgl. *Phys. Ber.* 17, 1109, 1936 und frühere Arbeiten). *Juilfs.*

**Dale R. Corson and Robert B. Brode.** Evidence for a Cosmic-Ray Particle of Intermediate Mass. *Phys. Rev.* (2) 53, 215—1938, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Calif.) Auf einer Nebelkammeraufnahme wurde die Bahn eines positiv geladenen Teilchens mit  $H \cdot \rho = 3 \cdot 10^5$  Gauß cm und mit 265 Tröpfchen/cm gleichzeitig mit der Bahn eines Elektrons mit  $H \cdot \rho = 4 \cdot 10^8$  Gauß cm und 55 Tröpfchen/cm aufgenommen. Nimmt man an, daß die spezifische Ionisation dem Quadrat (bzw. der 1,1ten Potenz) der Geschwindigkeit proportional ist, so berechnet sich die Ruhmasse des schweren Teilchens zur 350- (bzw. 700fachen) Elektronenmasse. *A. Ehmert.*

**I. A. Getting.** Multivibrator Geiger Counter Circuit. *Ebenda* 53, 103, 1938, Nr. 1. (Res. Lab. Phys. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Es wird eine Zählrohrschaltung angegeben, bei der das innere Auflösungsvermögen des Zählrohrs nicht, wie bisher, allein durch die Dimensionen und die Füllung des Zählrohrs, sondern durch Widerstand und Kapazität im Verstärker (Multivibrator) bestimmt wird. Hierdurch kann das innere Auflösungsvermögen bis  $10^{-4}$  sec herabgesetzt werden. Weiter macht die Schaltung den Hochohmwiderstand

( $\sim 10^9 \Omega$ ) überflüssig. Die Stoßform ist sauber rechteckig, so daß auch für Koinzidenzversuche diese Art der Verstärkung mit Vorteil angewendet werden kann. *Juilfs.*

**H. V. Neher and W. H. Pickering.** New Techniques in the Use of Geiger Counters. Ebenda S. 214—215, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Technol. Calif.) Ein Zählrohr kann bei geeigneter Schaltung des Verstärkereingangskreises mit der Wandung an Erde gelegt werden. Ein gasgefülltes Endrohr läßt ein Auflösungsvermögen von  $10^{-3}$  sec zu. *Juilfs.*

**Harold Lifschutz, O. S. Duffendack and M. M. Slawsky.** Determination of the Counting Losses in Thyatron Recording Circuits. Phys. Rev. (2) 51, 1027, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Michigan.) Das Auflösungsvermögen eines Zählrohrverstärkers wird diskutiert. Wie zu erwarten, läßt der gewöhnliche Verstärker wesentlich mehr Stöße aus als ein Frequenz-untersetzeraggregat. Besonders wird auf das hohe Auflösungsvermögen des Neher-Harper-Verstärkers hingewiesen. *Juilfs.*

**An. Rogozinski.** Sur les courants d'ionisation dans l'hexane liquide. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, S. 128, 1937, Nr. 12. [Bull. Soc. franç. de phys. Nr. 410.] Verf. beschreibt kurz eine mit Hexan gefüllte Ionisationskammer und die Ergebnisse der Messung der Ionisationsströme. Ein Teil des beobachteten Stromes ist der Höhenstrahlung zuzuschreiben. Die Intensität der Ionenerzeugung durch die kosmische Strahlung wird zu 135 Ionen/cm<sup>3</sup> sec berechnet. *W. Hohle.*

**Marietta Blau und Hertha Wambacher.** II. Mitteilung über photographische Untersuchungen der schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung. Einzelbahnen und Zertrümmerungssterne. Wiener Anz. 1937, S. 215—216, Nr. 25. (Inst. f. Radiumforsch.) Photographische Platten großer Schichtdicke (70  $\mu$ ) wurden vier Monate lang auf dem Hafelekar der kosmischen Ultrastrahlung ausgesetzt. Der mikroskopischen Beobachtung sind nur Bahnspuren stärker ionisierender Teilchen (Protonen) zugänglich. Ihre mittlere Energie wurde aus den Kornabständen durch Extrapolation aus der der Rückstoßprotonen von Polonium-Beryllium zu  $1,2 \cdot 10^7$  e-V bestimmt. Ihre Richtungsverteilung zeigt, daß sie sekundäre Teilchen sind. — Es wurden 60 Fälle von Atomzertrümmerung (Sterne in der Emulsion) beobachtet, bei denen die Länge und Korndichte der einzelnen Spuren schwankt. In 4 von 31 Fällen ist die Gesamtenergie der ausgemessenen Spuren  $> 10^8$  e-V. *Rathgeber.*

**W. F. G. Swann, G. L. Locher and W. E. Danforth.** Geiger-Müller Counter Measurements of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere. Phys. Rev. (2) 51, 389—390, 1937, Nr. 6. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Das von Regener und seinen Schülern des öfteren ausführlich diskutierte Intensitätsmaximum der Höhenstrahlung bei etwa 8 cm Hg wird auch hier gefunden. Die Messungen der Richtungsverteilung in Abhängigkeit von der Höhe zeigen, daß die Intensität nicht nur von der durchsetzten Luftschicht abhängt, sondern in den oberen Schichten wesentlich durch das erdmagnetische Feld bestimmt wird, das auf die dort überwiegenden Sekundären einwirkt (vgl. Nature 141, 270, 1938). Die Diskrepanzen zwischen den Ionisationskammerwerten und den Zählrohrmessungen werden auf die in der Ionisationskammerwandung erzeugten Sekundären zurückgeführt. *Juilfs.*

**L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stockmann, B. W. Brown and S. A. Korff.** Cosmic-Ray Observations in the Stratosphere. Ebenda S. 23—29, Nr. 1. Kurzer Sitzungsbericht ebenda, S. 330, Nr. 4. (Nat. Bur. of. Stand., Wash.;



Dept. Terr. Magn., Wash.) In Washington wurden 18 gelungene Aufstiege mit Radiosonden durchgeführt, welche die Impulse von Zählrohren übertrugen. (Die Konstruktion wird beschrieben.) In einem Falle wurden 5 Millibar erreicht. Die Intensität steigt mit abnehmendem Druck bis zu etwa 270 Millibar an, fällt wieder etwas ab, um dann steil bis zu einem Maximum anzusteigen, das bei etwa 100 Millibar erreicht ist, und dann wieder rasch abzufallen. Bei 5 Millibar wird nur noch etwa 1 % der Intensität im Maximum vorgefunden. Die so gefundene Intensitätskurve gleicht eher der von Regener und Pfotzner mit einer die vertikale Strahlung erfassenden Koinzidenzanordnung gemessenen Intensitätskurve als den von Regener, von Millikan und von Swann gemessenen Ionisationskurven. Verff. schließen, daß ein großer Teil der als Ultrastrahlung einfallenden Energie rasch an Sekundäre abgegeben wird und halten es für wahrscheinlich, daß in der Primärstrahlung mehrfach geladene Teilchen vorhanden sind. *A. Ehmert.*

**M. S. Vallarta and William P. Jesse.** Geographic asymmetries of cosmic rays as related to the earth's magnetization. Nat. Res. Council 1937, S. 151—155, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Nach der Theorie von Lemaître und Vallarta wird eine Karte der Erde berechnet, die nicht nur den Breiteneffekt, sondern auch den Längeneffekt der Ultrastrahlung angibt. Danach soll längs des magnetischen Äquators ein Maximum der Ultrastrahlungsintensität an der Westküste von Afrika (in 12° westl. Länge), ein Minimum im Pazifischen Ozean (in 168° östl. Länge) auftreten. Eine von A. H. Compton (Rev. Scient. Inst. 7, 71, 1936) nach Beobachtungen von Compton, Clay, Hörlin, Millikan und Neher und Prins gezeichnete Karte gibt dagegen ein Maximum bei 100° westl. Länge (Westküste von Südamerika) und ein Minimum bei 100° östl. Länge (nahe bei Sumatra). Wenn diese Beobachtungen genau genug wären, würde das magnetische Zentrum der Erde anstatt auf 160° östl. Länge nur auf 100° östl. Länge anzunehmen sein. Neuere Beobachtungen von Millikan und Mitarbeitern und von Clay und Mitarbeitern passen aber nicht in die Comptonsche Kurve hinein. Das Beobachtungsmaterial reicht also zur Zeit noch nicht aus, um mit Bestimmtheit sagen zu können, daß die Ultrastrahlungsmessungen eine Korrektur der bisherigen Angaben über die Lage des magnetischen Zentrums der Erde erfordern. *E. Regener.*

**S. A. Korff, L. F. Curtiss and A. V. Astin.** The Latitude Effect in Cosmic Radiation at High Altitudes. Phys. Rev. (2) 53, 14—22, 1938, Nr. 1. Es wird die Steuerung einer Radiosonde durch ein Zählwerk beschrieben. Mit solchen Apparaten wurden eine Reihe von Aufstiegen, teils in Washington, teils in Peru, durchgeführt. In hohen Breiten wird bei etwa 125 Millibar ein Maximum der Intensität gefunden. In Peru ist die maximale Intensität nur etwa halb so hoch wie in Washington und wird erst bei etwa 190 Millibar erreicht. Zu kleineren Drucken hin fällt die Intensität deutlich ab. *A. Ehmert.*

**H. V. Neher and W. H. Pickering.** The Latitude for Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 53, 111—116, 1938, Nr. 2. (Calif. Inst. Technol., Pasadena.) Mit empfindlichen Zählrohrkoinzidenzapparaturen, welche näher beschrieben werden, wurde auf Schiffsreisen für die bevorzugt vertikalen Ultrastrahlungsteilchen ein Breiteneffekt von 14,5 % auf dem Wege von San Franzisko nach Melbourne und einen Effekt von 9,5 % zwischen Auckland und Vancouver gefunden. Die Differenz der Werte ist als Längeneffekt aufzufassen. Andere Autoren fanden einen größeren Effekt. Dies ist daraus zu verstehen, daß das Gesichtsfeld der von den Verff. benutzten Apparaturen groß war. Für Schauer wurde ein Effekt von 6 % gemessen. In Breiten über 30° ist die Intensität der Schauer

konstant, während sich der Breiteneffekt der vertikalen Teilchen bis zu mindestens  $40^\circ$  erstreckt. Es werden zwei Deutungen diskutiert: 1. damit sich ein Elektron oder ein Photon in Meereshöhe als Schauer bemerkbar macht, muß es im Mittel eine größere Energie haben als wenn es nur durch ein einzelnes Teilchen registriert werden soll; 2. die nicht von der Breite abhängige Strahlung enthält eine bevorzugt Schauer auslösende Komponente. *A. Ehmert.*

**A. Demmelair.** Die Schwankungen der kosmischen Strahlung nach Ortszeit und nach Sternzeit auf dem Hafelek (1936/37). Wiener Anz. 1937, S. 222—223, Nr. 25. Um den Einfluß des wechselnden Gehaltes der Luft und der Umgebung an radioaktiven Substanzen auf die Registrierungen der Steinkeschen Standardapparatur herabzusetzen, wurde diese mit 10 cm Pb und 7 cm Fe abgeschirmt und vollständig eingekapselt. Barometereffekt 0,33 % je Millimeter Hg nach der multiplen Korrelationsmethode. Der äußere Temperatureffekt zeigt einen jahreszeitlichen Gang (Februar — 0,08 % je Grad C, August + 0,08 %), der durch die verschiedene Luftschichtung erklärt wird. Der Gang nach mitteleuropäischer Zeit hat sein Maximum genau um Mittag, sein Minimum um Mitternacht und eine Größe von 0,39 %. Als Ursache wird der inverse Gang der Horizontalintensität des Erdmagnetismus angeführt. Der sternzeitliche Gang unterscheidet sich kaum von der Fehlergrenze von 0,04 %. Der jahreszeitliche Gang zeigt wie in den drei vorausgegangenen Beobachtungsjahren ein Maximum im Winter und ein Minimum im Sommer; ihr Unterschied beträgt 2,5 %. *Rathgeber.*

**I. K. Boggild.** Über Hoffmannsche Stöße und die harte Komponente der Höhenstrahlen. Naturwissensch. 26, 95, 1938, Nr. 6. Mit einer Ionisationskammer wurden Hoffmannsche Stöße gezählt, die mehr als  $1,5 \cdot 10^6$  Ionenpaare in der Kammer erzeugten (der Kammerdruck betrug 5,5 kg/cm<sup>2</sup> und ein Stoß von  $10^6$  Ionen entsprach etwa 50 Teilchen). Über die Kammer war ein Absorber von 22,5 cm Blei bzw. 110 cm Beton (als Ersatz für Aluminium) gebracht. Durch diese Anordnung sollte der Einfluß der weichen Komponente der Höhenstrahlung ausgeschaltet und Folgerungen über die Elektronenproduktion der harten Komponente gezogen werden. Das Verhältnis der stündlichen Stoßzahl unter Beton zu der unter Blei betrug 1,4, während nach der Theorie von Bhabha und Heitler das umgekehrte Verhältnis der Atomnummern erwartet werden müßte. Hieraus wird geschlossen, daß die Elektronenproduktion eher  $nZ^2$  als  $nZ$  proportional sei. Eine Aufstellung, die für Stöße verschiedener Größe die relative Schwächung durch den Absorber angibt, zeigt, daß die großen Stöße von mehr als  $3 \cdot 10^6$  Ionenpaaren sehr viel weniger geschwächt werden als die kleineren, was für ihre Erzeugung durch die harte Komponente der Höhenstrahlen spricht.

*J. Matthes.*

**J. F. Carlson and J. R. Oppenheimer.** On Multiplicative Showers. Phys. Rev. (2) 51, 220—231, 1937, Nr. 4. (Univ. Berkeley, Cal.) Für ausreichend hohe Teilchenenergien gelten nicht mehr die gewöhnlichen Gesetze der Paarbildung und des Energieverlustes durch Strahlung im Kernfeld. Die Sekundären sind nahezu genau so durchdringend wie die Primären, so daß ohne weiteres eine Aufspaltung der Primärenergie auf viele einzelne Teilchen im Schauer verständlich wird. Da in den Schauerexperimenten seltener ein genaues Zentrum der Schauerteilchen (Heisenberg) als vielmehr ein allmähliches Aufspalten beobachtet wird, das durch einzelne Elementarakte bewirkt wird, muß diese „Strahlenmultiplikation“ (Bhabha-Heitler) als der wahrscheinlichere Effekt angesprochen werden. Es wird eine qualitative Abschätzung der Anzahl sowie der Energie der Schauerteilchen in Abhängigkeit von der durchsetzten Schichtdicke usw. gegeben. Die ausführliche Diskussion über die Verteilung von Elektronen und

$\gamma$ -Strahlen im Schauer, sowie deren Energie in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen, über die Energieverluste und die Übergangseffekte ist im Original nachzulesen. *Juilfs.*

**Pierre Auger, Paul Ehrenfest Jr., André Freon et Mme Thérèse Grivet.** Mécanisme de production des gerbes cosmiques. C. R. 204, 1797—1799, 1937, Nr. 24. Die Zählrohre einer Vierfachkoinzidenzanordnung werden in verschiedene Lagen zueinander gebracht, um ausreichendes Material zur Diskussion der Schauererzeugung zu erhalten. Die Resultate lassen sich sowohl hinsichtlich der Teilchenzahl im Schauer wie auch in den beobachteten Übergangseffekten gut durch die Bhabha-Heitlersche „Kaskadenhypothese“ erklären. *Juilfs.*

**Walter M. Nielsen and Karl S. Morgan.** Cosmic-Ray Shower Production in Lead of Various Thicknesses. Ebenda S. 689, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.; Lenoire Rhyne Coll.) Während das Verhältnis der Höhenstrahlenschauer mit zwei, drei und vier Teilchen für dicke Streuplatten aus Blei (bis zu 240 g/cm<sup>2</sup>) im allgemeinen nicht wesentlich verschieden von dem in der Nähe des Rossi-Maximums ist, wird das Maximum für teilchenreichere Schauer bei größeren Dicken gefunden (in Übereinstimmung mit der Vorstellung der „Strahlenmultiplikation“). *Juilfs.*

**Richard L. Doan and William P. Jesse.** The Rate of Production of Large Cosmic-Ray Bursts as a Function of Lead Shield Thickness. Phys. Rev. (2) 53, 203—204, 1938, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Phillips Petroleum Co.; Univ. Chicago.) Mit zwei vom Carnegie-Institut entwickelten Ionisationskammerapparaturen für Ultrastrahlungsregistrierung wird für Stöße  $> 2,3 \cdot 10^7$  E.Q. die Auslösekurve mit Blei aufgenommen. Das Maximum der Stoßhäufigkeit liegt bei etwa 3 cm Blei. *Sittkus.*

**W. H. Furry.** On Fluctuations in Size of Multiplicative Showers. Ebenda 52, 247—248, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) In der Theorie der Schauerbildung durch Strahlenmultiplikation (Carlson und Oppenheimer, Bhabha und Heitler) wird die Wahrscheinlichkeit eines Schauers mit  $n$ -Teilchen nach dem Poissonschen Verteilungsgesetz  $P(n) = (m^n/n!) e^{-m}$  angegeben, wenn  $m$  die mittlere auftretende Zahl der Schauerteilchen ist. Im Gegensatz hierzu wird die Verteilung vom Verf. zu  $P(n) = m^{-1} (1 - m^{-1})^{n-1}$  bestimmt. Nach dieser Darstellung ist das Auftreten teilchenreicherer Schauer wahrscheinlicher als in der alten Form. *Juilfs.*

**Merle A. Starr.** Ionization in Cosmic Ray Tracks. Phys. Rev. (2) 52, 253, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Calif.) Es wird nach Zählungen der Kondensationskerne in den Nebelkammerbahnsuren vermutet, daß im allgemeinen wenig Tröpfchen in Elektronenbahnen, eine dichtere Tröpfchenverteilung in Bahnen energiereicher Protonen gefunden werden. *Juilfs.*

**Merle A. Starr.** The Production of Cosmic Ray Showers in Lead. Phys. Rev. (2) 53, 6—14, 1938, Nr. 1. (Univ. Calif., Berkeley.) Ausführliche Darstellung der vorstehend bereits referierten Versuche über die Schauerbildung an Blei innerhalb einer Nebelkammer. *Kolhörster.*

**J. C. Stearns and D. K. Froman.** The Frequency of Cosmic-Ray Showers Produced in Different Metals. Phys. Rev. (2) 52, 254—255, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Denver; Mac Donald Coll., McGill Univ.) Nach Messungen an Blei, Zinn, Kupfer, Eisen, Zink und Aluminium wird die Anzahl der Schauer pro Atom bei gleicher Zählrohranordnung angenähert proportional dem Quadrat der Atomnummer der Streusubstanz gefunden. *Juilfs.*



**W. H. Pickering.** The Production of Cosmic-Ray Showers at Great Depths. Phys. Rev. (2) **53**, 215, 1938, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Technol. Calif.) Bei Wasserversenkmessungen mit einer Zählrohrapparatur ergibt sich bis zur gemessenen Tiefe von 30 m keine Änderung des Verhältnisses der Schauer- zur Gesamtintensität. Ein weiterer Versuch in Luft zeigt, daß die Zahl der Schauer aus einer 1,6 cm dicken Bleiplatte bei Änderung des Zenitwinkels der Apparatur ebenso abnimmt, wie die Zahl der Einzelteilchen. *Sittkus.*

**Kessar D. Alexopoulos.** Die Absorption der Höhenstrahlung in dicken Schichten. Praktika **12**, 354—357, 1937. Es wird über Absorptionsmessungen der Höhenstrahlen an Kohlenstoff und Kochsalz bei zwei Schichtdicken berichtet, wobei die Absorber zwischen koinzidierenden Zählrohren angebracht sind. Für Absorberschichten 50 bis 100 g/cm<sup>2</sup> ergeben sich  $(\mu/\rho)_C = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$  und  $(\mu/\rho)_{\text{NaCl}} = 0,95 \cdot 10^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$ . Die Messungen sollen für größere Schichtdicken fortgesetzt werden. *Kohlhörster.*

**E. J. Williams.** Scattering of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. (2) **53**, 433, 1938, Nr. 5. George Holt Phys. Lab. Liverpool. Blackett und Wilson finden für Ultrastrahlungsteilchen mit  $H \cdot \rho > 10^6 \text{ Gauß} \cdot \text{cm}$  in Blei einen kleineren Energieverlust als ihn die Theorie der Bremsstrahlung für Elektronen verlangt und deuten dies als ein Versagen der bisherigen Theorie bei hohen Energien. Anderson und Neddermeyer finden dagegen schon bei kleineren Energien zwei Teilchengruppen, deren eine den für Elektronen verlangten Energieverlust aufweist, während die Teilchen der anderen Gruppe einen kleineren Energieverlust erleiden und deshalb als schwere Elektronen gedeutet werden. Verf. zeigt nun durch eine Entwicklung, daß der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von der Ruhmasse unabhängig ist, so daß sich normale und schwere Elektronen gleich verhalten. Wird dagegen nach Blackett der Energieverlust bei hohen Energien kleiner, so ist auch eine Verringerung der Streuung zu erwarten. Die Messung von Anderson und Neddermeyer über die Streuung stützen deshalb die Annahme schwerer Elektronen. *A. Ehmert.*

**Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson.** Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. (2) **51**, 884—886, 1937, Nr. 10. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Aus Nebelkammerbeobachtungen wird an Hand von Messungen des Energieverlustes von Höhenstrahlenteilchen die Natur dieser Teilchen diskutiert. Es muß entweder angenommen werden, daß die Absorptionsgesetze stark von der Energie des Teilchens abhängen (s. vorstehendes Ref.) oder aber, wenn man die Bethe-Heitlersche Theorie für den Energieverlust von Elektronen für die schnellen Elektronen der Höhenstrahlung als gültig annimmt (was durch die angeführten Messungen gerechtfertigt erscheint), daß die Teilchen von verschiedener Natur sind. Die Beobachtungen lassen sich am besten neben dem Elektronencharakter der weniger durchdringenden Strahlung durch die Annahme von neuen Teilchen, deren Masse zwischen der eines Elektrons und der eines Protons liegt, erklären. Diese Teilchen müßten paarweise durch Photonen erzeugt werden. Auf frühere Beobachtungen, die in gleichem Sinne sprechen, wird hingewiesen (vgl. hierzu auch H. Yukawa, Phys. Ber. **19**, 136, 1938). *Juüls.*

**P. M. S. Blackett.** Further Measurements of the Cosmic-Ray Energy Spectrum. Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 1—18, 1937, Nr. 896. Mit einem Magnetfeld von 12 000 bis 14 000 Gauß wurden die Bahnsuren von 829 Höhenstrahlenteilchen in der Wilsonschen Nebelkammer untersucht. Die Teilchenenergien konnten hierbei bis  $4 \cdot 10^{10} \text{ e-V}$  mit geringem Fehler angegeben werden, da die Bahnkrümmungsmessungen auf die Bestimmung der Geradlinigkeit

der geeignet projizierten Bahnen zurückgeführt wurden. Es wurden  $53 \pm 2\%$  positive und  $47 \pm 2\%$  negative Teilchen beobachtet; die Energieverteilung ist in erster Näherung für beide Ladungsvorzeichen gleich. Für Energien oberhalb  $2,5 \cdot 10^9$  e-V läßt sich das Energiespektrum angenähert proportional  $E^{-2}$  darstellen. Der steile Abfall der Teilchenzahl bei Energien um  $2,5 \cdot 10^9$  e-V läßt sich am ehesten dadurch erklären, daß gerade in diesem Energiebereich die Wahrscheinlichkeit der Sekundären(Schauer-)bildung einen besonders hohen Wert erreicht. Abschließend wird die Natur der harten Komponente (etwa 15 % Protonen) diskutiert. *Julifs.*

**P. M. S. Blackett.** The Energy-Range Relation for Cosmic-Ray Particles. Ebenda S.19—31. Auf Grund von Richtungsverteilungs- und Absorptionsmessungen wird die Anzahl der Teilchen in Abhängigkeit vom durchsetzten Absorber angegeben und in Vergleich zu dem in der vorstehend referierten Arbeit erhaltenen Energiespektrum gesetzt. Auf diese Weise wird graphisch eine Energie-Reichweite-Beziehung hergestellt. Der Energieverlust in Abhängigkeit von der Teilchenenergie ist besonders hoch im Bereich unter  $1 \cdot 10^9$  e-V (Strahlungsverlust), im Einklang mit der vorstehend referierten Arbeit bei etwa  $2,3 \cdot 10^9$  e-V (Energieverlust durch Schauerbildung) und zwischen  $1 \cdot 10^{10}$  und  $2 \cdot 10^{10}$  e-V (wahrscheinlich ebenfalls Schauerbildung). Über den Energieverlust für Teilchen höherer Energie läßt sich nichts Bestimmtes aussagen, wenn auch eine Abnahme des spezifischen Energieverlustes nach den bisherigen Messungen zu erwarten wäre. Die anschließende Diskussion gilt nur unter der Voraussetzung einer Gesamtheit gleicher Teilchen, für die die Reichweite eine monotone Funktion der Energie ist. *Julifs.*

**Arthur Bramley.** The Hard Component of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 52, 248, 1937, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Wash.) Die Betrachtung der extrem durchdringenden Teilchen der harten Höhenstrahlenkomponenten, deren Ionisation zwar fast normal, deren Strahlungsverlust aber abnorm gering ist, führt zu dem Schluß, daß entweder Teilchen vorliegen mit einer Masse, die größer ist als die eines Elektrons oder die Ladung auf einen Raum mit einem Durchmesser von etwa  $10^{-11}$  cm verteilt ist oder aber, daß unter der Annahme, daß die Teilchen Elektronen sind, diese einen Spin größer als  $1/2$  haben. Letztere Annahme wird kurz diskutiert. *Julifs.*

**B. Gross.** On the Hard Component of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 50, 1188—1189, 1936, Nr. 12. (Inst. Nac. Technol. Ministerio Trabalho Rio de Janeiro.) Kurze Diskussion von „Reichweitengruppen“ der Höhenstrahlung im Anschluß an Messungen von Weischedel und die früheren Rechnungen des Verf. und von Lenz (s. hierzu auch die neueren Arbeiten, z. B. Phys. Ber. 18, 1506, 1937, und beispielsweise die Messungen von G. Pfotzer, Phys. Ber. 18, 88, 1937, und A. Ehmert, Phys. Ber. 18, 2279, 1937). *Julifs.*

**H. J. Bhabha.** On the Penetrating Component of Cosmic Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) 164, 257—294, 1938, Nr. 917. (Gonville a. Caius Coll. Cambridge.) Eine zusammenfassende Diskussion experimenteller Ergebnisse über den Energieverlust der Ultrastrahlungsteilchen in verschiedenen Medien, über den Breitereffekt in Meereshöhe und in großen Höhen, über die Rossi-Kurven für Schauer und Hoffmannsche Stöße und über die Abhängigkeit der spezifischen Ionisation von der Teilchenenergie führt zu dem Schluß, daß man am ehesten alle Resultate verstehen kann, wenn man annimmt, daß die harte Komponente aus Teilchen mit einer Ruhmasse zwischen der des Elektrons und der des Protons besteht. Gleichzeitig muß man zur Erklärung einiger Messungen annehmen, daß die „schweren Elektronen“ auch auf besondere Weise große Energieverluste erleiden können, welche in verschiedenen Medien eher  $Z$  als  $Z^2$  pro-

portional sind. Es wird die Möglichkeit von Ruhmassenänderungen diskutiert. Der Energieverlust durch Strahlung und Ionisierung in Blei bzw. in Wasser wird für Teilchen mit 10- bzw. 100 facher Elektronenmasse berechnet. Ebenso die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein schweres Teilchen bestimmter Energie von sekundären Elektronen und Schauern (weiche Komponente) begleitet ist. Das Ergebnis einer Rechnung über die Erzeugung von Paaren schwerer Elektronen durch Quanten wird mitgeteilt. Trotz der kleinen Wahrscheinlichkeit dieses Vorganges ist es möglich, daß ein großer Teil der in Meereshöhe beobachteten harten Komponente auf diese Weise in der Atmosphäre entstanden ist. Die hohe Ionisation in den obersten Luftschichten kann das Absorptionsäquivalent der Atmosphäre vergrößern. Verschiedene experimentelle Befunde weisen in diese Richtung. *A. Ehmert.*

**Seth H. Neddermeyer.** *The Penetrating Cosmic Ray Particles.* Phys. Rev. (2) 53, 102—103, 1938, Nr. 1. (Calif. Inst. Techn. Pasadena.) Es wird die Hypothese diskutiert, daß eine ganze Reihe schwerer Elektronen mit zweifacher, dreifacher, ...  $k$ -facher ... Elektronenruhmase existieren und in der Ultrastrahlung vorkommen. Eine Theorie der erlaubten  $k$  existiert noch nicht. Der Wirkungsquerschnitt eines Kernes für die Erzeugung von Paaren solcher schwerer Elektronen durch  $\gamma$ -Strahlen wird für einige Energiewerte mit dem Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung normaler Elektronenpaare verglichen. Eine Untersuchung von Nebelkammeraufnahmen von Elektronenpaaren, die in Blei durch 17 MeV- $\gamma$ -Strahlen erzeugt wurden, konnte keine weitere Stütze der Hypothese erbringen. *A. Ehmert.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** *The Nature of the Soft Component of the Cosmic Radiation.* Phys. Rev. (2) 51, 217—219, 1937, Nr. 4. (Bartol. Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Auf Grund von umfangreichem Beobachtungsmaterial auch anderer Autoren nehmen Verff. an, daß die weiche Komponente der Höhenstrahlung primär aus Protonen besteht, die ihre Energie gemäß dem Gesetz  $-dE/dx = \lambda E + \alpha$  verlieren; hierbei sind  $\lambda E$  der Energieverlust durch Schauerbildung,  $\alpha$  der Energieverlust durch Ionisation. Die primären Teilchen sind in Seehöhe nur noch in äußerst geringem Verhältnis zu der Anzahl der von ihnen gebildeten Schauerelektronen vorhanden. Der mit der Höhe zunehmende Ost-West-Effekt, der durch den Überschuß positiv geladener Teilchen verursacht wird, findet seine folgerichtige Begründung. *Juilfs.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** *The Energy Flux of the Corpuscular Cosmic Radiation.* Phys. Rev. (2) 53, 193—195, 1938, Nr. 2. (Bartol. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Unter der Annahme, daß alle in der Ultrastrahlung einfallende Energie letztlich als Ionisationsenergie auftritt, kann aus der Tiefenabhängigkeit der Ionisation (vollständige Absorptionskurve) und der durch Zählrohrmessungen festgestellten Teilchenzahl für jede Absorberdicke die mittlere Energie der Teilchen berechnet werden. Sie ergibt sich für Meereshöhe aus den vorliegenden Experimenten zu etwa  $3 \cdot 10^6$  e-V und steigt in größeren Tiefen proportional der Tiefe an. Aus Blacketts Energiebestimmungen in der Nebelkammer ergibt sich eine mittlere Teilchenenergie von  $3,04 \cdot 10^6$  e-V. Dieser Wert stimmt mit dem oben angeführten so gut überein, daß in Meereshöhe und in größeren Tiefen fast der ganze Energietransport der Ultrastrahlung den ionisierenden Teilchen zugeschrieben wird. *A. Ehmert.*

**Arthur H. Compton.** *An Energy Distribution Analysis of Primary Cosmic Rays.* Phys. Rev. (2) 51, 59, 1937, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Dieser kurze Sitzungsbericht stellt im wesentlichen, teilweise wohl unter Benutzung neuer Meßwerte, eine Zusammenfassung der in Rev. Scient. Instr. 7, 71, 1936 veröffentlichten Arbeit dar.



**Bernhard Vinzelberg.** Untersuchungen über die Druckabhängigkeit und über Sekundäreffekte der Ionisation durch Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 108, 171—182, 1938, Nr. 3/4. (Inst. Experimentalphys. Univ. Halle a. d. S.) Genaue Messungen mit der Halleschen Druckionisationskammer von 20,5 Liter Inhalt mit innerem Schutznetz ergeben bei Luftfüllung von 1 bis 37 Atm., daß die Ionisationsdruckkurven durch Ultrastrahlung merklich verschieden von der bei  $\gamma$ -Bestrahlung der Kammer sind. Daß frühere Autoren in beiden Fällen meist identische Kurven fanden, ist auf die Nichtberücksichtigung der selbst wieder druckabhängigen Restionisation zurückzuführen. Die Ionisationskurve der Ultrastrahlung steigt bis etwa 8 Atm. linear an, dann setzt Krümmung der Kurve ein. Die  $\gamma$ -Strahlkurve verläuft unter gleichmäßiger Krümmung. Die Form der Ultrastrahlungskurve wird durch weichere, in der Kammerwandung ausgelöste Sekundärstrahlen bestimmter Reichweite verursacht. Diese Sekundärstrahlen werden direkt nachgewiesen dadurch, daß innerhalb der Kammer, oberhalb des Schutznestes Sekundärstrahler (Pb, Al, Fe) mit variabler Dicke angebracht werden. Es ergeben sich Kurven, die den bekannten Übergangseffekten entsprechen. Dabei ist die Reichweite der Al-Sekundärstrahlen (mit mindestens 15 bis 20 m) weit größer als diejenige bei Pb.

*E. Regener.*

**Volney C. Wilson.** Cosmic-Ray Intensities at Great Depths. Phys. Rev. (2) 53, 337—343, 1938, Nr. 5. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 204, Nr. 2. (Univ. Chicago.) In einer besonders geeigneten Kupfermine in Mohawk, Michigan, wird mit einer Zählrohrkoinzidenzapparatur der Verlauf der Intensitätskurve der Ultrastrahlung bis zur Tiefe von 1400 m Wasseräquivalent untersucht. (Gestein Masseproportional umgerechnet.) Die Intensität der Strahlung nimmt monoton ab. Der Verlauf läßt sich von 20 bis 200 m darstellen durch  $J/J_0 = 95,37 \cdot h^{-1,77}$ , für die Schicht von 250 bis 1420 m durch  $J/J_0 = 6058 \cdot h^{-2,62}$ . Der Verlauf der Intensität stimmt recht gut mit der von Ehmert im Bodensee mit Zählrohrkoinzidenzen bis zu 250 m Wasser gemessenen Kurve überein. Ionisationskammermessungen schließen sich nur schlecht an. In 1408 m Tiefe beträgt die Intensität das  $5,7 \cdot 10^{-3}$  fache der Intensität am Erdboden. Der Verf. nimmt zur Erklärung der Kurve zwei Komponenten an. Es besteht die Möglichkeit, daß „schwere Elektronen“ bis zu 250 m eindringen; der dann verbleibende Rest soll aus Neutrinos bestehen.

*A. Sittkus.*

**Junkichi Itoh.** The production and absorption of cosmic ray secondary particles in lead. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 19, 271—285, 1937, Nr. 3. (Phys. Inst. Univ. Osaka.) Die Rossi-Kurve wird im Bereich von 0 bis 2 cm Pb aufgenommen und ausführlich an Hand bisher vorliegender Arbeiten diskutiert. Die Schauerstrahlung besteht demnach aus zwei Komponenten, einer weicheren und einer härteren, die für die Maxima bei 1,5 und 17 cm Pb verantwortlich gemacht werden. Die Unterschiedlichkeit der Kurvenformen bei Dreiecks- und geradliniger Anordnung der Zählrohre wird u. a. durch die verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit (es werden in beiden Anordnungen nicht die gleichen Teilchen erfaßt) erklärt.

*Juiffs.*

**Émile Sevin.** Sur le rayonnement cosmique et les étoiles de la série principale. C. R. 204, 230—233, 1937, Nr. 4. Es wird versucht, die Sterne der Hauptserie als möglichen Ursprungsort der weichen Höhenstrahlung anzusehen. Bei Berücksichtigung der hohen Sterntemperatur im Innern ( $\sim 3 \cdot 10^7$  °C) und der Wirkung des Elektronenspins lassen sich theoretische Zusammenhänge mit der Energie der Höhenstrahlen aufstellen.

*Juiffs.*

**Arthur Bramley.** Stopping of Fast Electrons. Phys. Rev. (2) 51, 387, 1937, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Swarthmore, Pa.) Kurze Diskussion des Energie-

verlustes von schnellen Elektronen beim Durchgang durch Materie (vgl. hierzu die neueren Arbeiten von Heitler, Geiger, Anderson und Neddermeyer). *Juifls.*

**Arthur Bramley.** Nuclear Disintegrations Accompanying Cosmic-Ray Showers. *Phys. Rev.* (2) **51**, 385, 1937, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Swarthmore, Pa.) Kurze Zusammenstellung der Kernumwandlungen, die bei Höhenstrahlungsaufnahmen auftreten. *Juifls.*

**Jacques Solomon.** Sur les désintégrations provoquées par les électrons de très grande énergie. *C. R.* **205**, 1231—1232, 1937, Nr. 24. Verf. hatte unter Zugrundelegung des Hartree-Modells des Kerns die Wahrscheinlichkeit einer Kernzertrümmerung durch Stoß eines Elektrons sehr hoher Energie berechnet (vgl. *Phys. Ber.* **17**, 1515, 1936). Hier wird das Ergebnis derselben Rechnung unter Berücksichtigung des Bohrschen Vielkörperproblems des Kerns angegeben. Es wird aus dem Wirkungsquerschnitt der Photozertrümmerung nach der Methode von Fermi und Williams gewonnen und zeigt, daß der so berechnete richtigere Wirkungsquerschnitt für die Zertrümmerung durch schnelle Elektronen (unter Neutronenemission) zwar von gleicher Größenordnung wie der früher berechnete, aber mindestens um den Faktor  $8Z$  kleiner ist. Damit wird die früher gezogene Schlußfolgerung, daß ein solcher Prozeß äußerst selten und daher die Anwesenheit schwerer Teilchen in der kosmischen Strahlung sehr wahrscheinlich ist, noch unterstrichen. *Henneberg.*

**Robert B. Brode and Merle A. Starr.** Nuclear Disintegrations Produced by Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **53**, 3—5, 1938, Nr. 1. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 214, Nr. 2. (Dept. Phys. Univ. Calif., Berkeley.) Von 20500 Nebelkammeraufnahmen zeigen zehn Aufnahmen Spuren schwerer Teilchen, die offenbar von Kernzertrümmerungen durch die Ultrastrahlung herrühren, da sie mit anderen die Kammer durchsetzenden Ultrastrahlungsteilchen koinzidieren. Es werden vier besonders charakteristische Bilder gezeigt. Die Fälle, in welchen mehrere schwere Teilchen von einem Punkt ausgehen, werden als Beobachtung des von Bohr diskutierten und als „Verdampfung“ bezeichneten Vorganges gedeutet, nach dem in einem hoch angeregten Kern die überschüssige Energie etwa gleichmäßig an die Kernbestandteile verteilt wird. *A. Ehmert.*

**W. E. Ramsey, C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** Artificial Radioactivity Produced by Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **53**, 196, 1938, Nr. 2. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Die Impulszahl von 26 nebeneinander unter einem 25 cm dicken Bleifilter liegenden Zählrohren änderte sich nicht, als Eisenplatten daruntergeschoben wurden, welche vorher ohne Bleifilter der Ultrastrahlung ausgesetzt waren. Wenn die von Clay und van Tijn (vgl. *Phys. Ber.* **19**, 770, 1938) mit einer Ionisationskammer an dicken Eisenschichten beobachteten und als durch die Ultrastrahlung ausgelöste Radioaktivität gedeuteten Effekte auf dünnere Eisenschichten und auf die Verhältnisse bei Zählrohren angewandt werden dürfen, wäre nach diesen Messungen ein Effekt von 60 % zu erwarten gewesen. *A. Ehmert.*

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. Victor Neher.** The Secondary Nature of Cosmic-Ray Effects in the Lower Atmosphere. *Phys. Rev.* (2) **53**, 214, 1938, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Techn.) Aus Betrachtungen über den Breiteneffekt in großen Höhen und über die Absorption von Elektronen wird geschlossen, daß die in der unteren Atmosphäre beobachtete Ultrastrahlung praktisch vollständig sekundären Ursprungs ist, und daß keine durchdringenden Teilchen wie Protonen in merklichem Maße von außerhalb der Atmosphäre einfallen. *A. Ehmert.*

**O. H. Gish and K. I. Sherman.** Cosmic Radiation and Electrical Conductivity in the Stratosphere. Phys. Rev. (2) **53**, 434, 1938, Nr. 5. Carnegie Inst. Wash. Korff, Curtiss und Astin (s. Phys. Ber. **19**, 1379, 1938) finden bis zu 22 km Höhe eine von der Höhe unabhängige Proportionalität zwischen der Leitfähigkeit der Luft und der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung. Verff. haben früher einen solchen Vergleich unter Benutzung der von Regener und Mitarbeitern gemessenen Intensität vorgenommen und waren dabei zu anderen Ergebnissen gekommen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Messungen Regeners in einer anderen geomagnetischen Breite ausgeführt wurden und daß in großen Höhen ein hoher Breiteneffekt der Ultrastrahlungsintensität vorliegt.

*A. Ehmert.*

**V. Frolov.** L'analyse des séries marégraphiques de la Norvège. C. R. **206**, 824—826, 1938, Nr. 11.

*Dede.*

**C. R. Goldsbrough.** The Seiches in a Strait Connecting Two Seas. Proc. Roy. Soc. London (A) **164**, 1—15, 1938, Nr. 916. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen für lange Wellen von der Periode  $2\pi/\lambda$  in elliptischen Koordinaten werden Wasserwellen in einer Straße untersucht, die nach zwei Seiten hin in offene Meere führt. Die Ufer der Straße sind die zwei Achsen einer Hyperbel. Eine bestimmte Gesetzmäßigkeit für die Tiefe der Meeresstraße wird gewählt. Es ergeben sich vier verschiedene typische Freiheitsgrade: Symmetrie zu beiden Achsen, asymmetrische Lage zu den konjugierten und den querlaufenden Achsen und den beiden Hauptachsen. Die Amplitude der Wellen nimmt mit Verbreiterung der Straße rasch ab. Die Knotenlinien sind Einzelglieder derselben Familie von konfokalen Ellipsen und Hyperbeln. Einige Spezialfälle werden besonders behandelt.

*Hänsch.*

**Jan Blaton.** Versuch einer Anwendung des Fermatschen Prinzips auf geophysikalische Wellenprobleme. S.-A. Biul. Towarz. Geofiz. Warschau **14**, 8S., 1937. In Anwendung auf Wellen in Seen führt der Verf. analog zur Optik einen Brechungsindex  $n = \omega_0/\omega$  ein, wo  $\omega_0$  die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für den Fall unendlicher Tiefe des Sees bedeutet und  $\omega$  die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für eine gegebene Tiefe bei derselben Schwingungsperiode ist, und er wendet das Fermatsche Prinzip im Spezialfall der Schwerewellen im Wasser eines Sees von veränderlicher Tiefe an. Unter der Annahme, daß die Tiefe des Sees nur von einer Koordinate abhängt, daß also alle zu einem Ufer senkrechten Vertikalschnitte das gleiche Profil geben, werden Gleichungen abgeleitet, die gestatten, aus der Wellenform an der Oberfläche die Tiefe des Sees in einem beliebigen Punkt zu berechnen und andererseits bei vorgegebenem Profil die Phasenlinie zu bestimmen.

*F. Steinhäuser.*

**Jacques Bardet, Arakel Tchakirian et Mlle Raymonde Lagrange.** Recherche spectrographique des éléments existant à l'état de traces dans l'eau de mer. C. R. **206**, 450—452, 1938, Nr. 6.

*Dede.*

**R. Penndorf.** Die Zusammensetzung der Luft in der hohen Atmosphäre. (Auszug aus einem ersten Kapitel eines Berichtes „Meteorologie der hohen Atmosphäre.“) Meteorol. ZS. **55**, 28—31, 1938, Nr. 1. (Leipzig.) Der Gehalt der Bodenluft an Wasserstoff beträgt wahrscheinlich nicht mehr als  $5 \cdot 10^{-5} \%$ . In der Troposphäre ist die Luft völlig durchmischt und es ist darin keine Änderung ihrer Zusammensetzung festzustellen. Aus direkt entnommenen Luftproben ergab sich, daß die Stratosphäre bis 16 km Höhe ebenfalls ganz durchmischt ist und daß darüber aber der Heliumgehalt ansteigt und der Sauerstoffgehalt abnimmt. Die Entmischung scheint mit der Wetterlage zusammenzuhängen. Der



Ozongehalt der Atmosphäre ist ebenfalls bis 16 km Höhe konstant, nimmt darüber aber stark bis zu einem Maximum in 20 bis 25 km Höhe zu. Die Verteilung des Wasserdampfes in der oberen Tropo- und in der Stratosphäre kann bisher noch nicht einwandfrei festgestellt werden. Aus Untersuchungen des Nordlichtspektrums ergibt sich, daß in den Höhen von 100 bis 120 km aktiver Stickstoff vorhanden sein muß. Im Nordlichtspektrum wurden außerdem Linien des Sauerstoffes, des Argons und des Wasserdampfes gefunden. Dagegen ließ sich keine Wasserstofflinie feststellen. Als vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphäre wurde folgende erschlossen: Abnahme bis zur Stratosphärenengrenze, dann Isothermie bis 30 km Höhe, darüber Temperaturzunahme bis 50 km, dann wieder Temperaturabnahme, Erwärmung innerhalb der E-Schicht (100 km Höhe), dann Konstanz der Temperatur bis zur  $F_2$ -Schicht, in dieser Höhe aber wieder Temperaturzunahme. Durch die stabile Schichtung der Stratosphäre unterhalb 50 km Höhe wird die Diffusion begünstigt; sie ist aber wahrscheinlich nicht stark genug, um eine wesentliche Änderung des Stickstoff- und Sauerstoffgehaltes hervorrufen zu können. Die mit der Temperaturabnahme oberhalb 50 km Höhe verbundene Durchmischung hält die Zusammensetzung der Atmosphäre wieder konstant. Es ist also anzunehmen, daß die Atmosphäre bis 1000 km Höhe keine wesentliche Änderung ihrer Zusammensetzung zeigt und daß überall Stickstoff und Sauerstoff die beiden Hauptbestandteile der Luft sind.

F. Steinhauser.

E. P. Okhlopkowa. Sur l'explication hydrodynamique de la formation de „l'inversie dynamique“ de Peppler. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1935, S. 63—68, Nr. 4. (Russ. mit franz. Zusammenf.) Das hydrodynamische Gleichungssystem wurde in der Form

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - R T \frac{\partial \varphi}{\partial x} - R \frac{\partial T}{\partial x}; \quad \frac{\partial w}{\partial t} = -g - R T \frac{\partial \varphi}{\partial z} - R \frac{\partial T}{\partial z};$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - w \frac{\partial T}{\partial z} + l T \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -u \frac{\partial \varphi}{\partial x} - w \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z}$$

geschrieben. Darin sind  $x, z$  die Koordinaten,  $u, w$  die Komponenten der Geschwindigkeit,  $T$  die Temperatur,  $\varphi = \ln \rho$ ,  $\rho$  die Dichte,  $R$  die Gaskonstante,  $l = c_p / (c_p - c_v)$ ,  $c_p, c_v$  die spezifischen Wärmen. Die entstehenden Bewegungen werden behandelt, wenn die Geschwindigkeiten anfänglich die Formen  $u_0 = u(z)$ ;  $u_0 = x \cdot u(z)$ ;  $u_0 = e^{-mz^2} u(z)$  besitzen. In den beiden letzten Fällen liegt in der Höhe des Maximums von  $u(z)$  die Tendenz vor zum Ansaugen der ursprünglich oberhalb oder unterhalb dieser Stelle vorhandenen Luftmassen. Zur gleichen Zeit beginnt der Gradient der Massen oberhalb des Windmaximums zu wachsen und der Gradient unterhalb sich zu verkleinern; daher die Tendenz zur Bildung der „inversie“. (Zusammenf. d. Verf.)

Riewe.

H. Philipps. Ein Beitrag zur Theorie der zonalen Zirkulation. Meteorol. ZS. 54, 444—450, 1937, Nr. 12. (Bad Homburg v. d. H.) Für die Lösung des Gleichungssystems der allgemeinen Zirkulation wie der zonalen Zirkulation im besonderen besteht die Schwierigkeit, daß eine Aussage über die zugeführte Wärmemenge gemacht werden muß. Der von Dedeant und Wehrle gemachte Versuch, diese Schwierigkeit mit Hilfe der Annahme eines allgemeinen Dissipationsprinzips zu umgehen, wird vom Verf. abgelehnt. Es wird eine neue Gleichung abgeleitet, die unter Berücksichtigung der Strahlungsvorgänge allein bei Zerlegung der gesamten Strahlung in kurz- und langwellige und unter Berücksichtigung der vertikalen Verteilung des Wasserdampfes die der Atmosphäre zugeführte Energie bestimmt. Diese Gleichung tritt im Gleichungssystem der stationären dynamischen Probleme an Stelle des ersten Wärmehauptsatzes und stellt die Verbindung zwischen

Thermodynamik und Strahlung zu einer „atmosphärischen Dynamik“ dar. Für die zonale Zirkulation läßt sich das neue Gleichungssystem integrieren. Die Randwerte ergeben sich dabei aus den Bedingungen, daß am oberen Rand der Lufthülle die Gegenstrahlung verschwindet und daß bei stationären Verhältnissen im Jahresmittel die Energiezufuhr gleich der Energieabgabe sein muß. Aus der Auffassung von D e d e b a n t und W e h r l é, daß allgemeine und zonale Zirkulation identisch sind, hat sich ergeben, daß der Ablauf der allgemeinen Zirkulation von den Strahlungsbedingungen unabhängig ist, während nach der vom Verf. vertretenen Auffassung der zonalen Zirkulation als Teilproblem der gesamten Zirkulation, ihr Verlauf von Strahlungsverhältnissen abhängt und in der durch die theoretischen Ableitungen gegebenen Beschreibung als Teilerscheinung der Gesamtzirkulation von den Beobachtungen abweichen muß. Für eine reine zonale Zirkulation ergab sich danach eine mit den von E m d e n für eine unbewegliche Atmosphäre abgeleiteten Strahlungstemperaturen identische Temperaturverteilung. Eine rein zonale Zirkulation ist für die ganze Atmosphäre kein möglicher Zustand, da er instabil wäre und daher immer Meridionalzirkulationen auslösen müßte. Nach Ermittlung der Temperaturverteilung der zonalen Zirkulation lassen sich durch Quadraturen Lösungen für das Druck- und Geschwindigkeitsfeld finden, wobei das letztere durch eine willkürliche Funktion der geographischen Breite unbestimmt bleibt. Von dieser Funktion kann man mit Hilfe der vertikalen Geschwindigkeitsgradienten sich unabhängig machen. In der Differenz zwischen den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten, die für eine die ganze Atmosphäre erfassende zonale Zirkulation gelten würden, und den Geschwindigkeitsgradienten in dem normalen beobachteten Zustand der allgemeinen Zirkulation mit Durchmischung in der Troposphäre hat man ein Maß für die Stärke der vertikalen Durchmischung und damit für die Beteiligung der meridionalen Zirkulation an der Gesamtzirkulation.

*F. Steinhäuser.*

**R. Mügge.** Betrachtungen zur Zyklogenese. Meteorol. ZS. 55, 1—8, 1938, Nr. 1. (Frankfurt a. M.) Verf. erwähnt zwei dynamische Theorien zur Erklärung der Energiequelle der Zyklonen und der Zyklogenese: die Divergenztheorie von S c h e r h a g und die an den Begriff der Scherungsstabilität und der instabilen Welle anknüpfende Theorie von G o d s k e, und er versucht eine anschauliche Vorstellung der labilen Scherungswelle zu geben. Er geht davon aus, daß auch die H e l m h o l t z s c h e n Wogenwolken eine Klasse instabiler Wellen bilden, die durch Scherung ausgelöst von einer unendlich kleinen Amplitude zu sichtbarer Größe soweit anwachsen, als es die vertikale Stabilität der atmosphärischen Schichtung zuläßt. In Analogie dazu ist die instabile Welle G o d s k e s dort zur Bildung von Wirbeln mit vertikaler Achse führend anzusehen, wo starke Geschwindigkeitsunterschiede der horizontalen Strömung vorhanden sind. Die stabilisierenden Kraftfelder sind dabei durch den horizontalen Druckgradienten und durch die Corioliskraft gegeben. Sie sind viel kleiner als die Kräfte der vertikalen Schichtung und lassen daher viel größere Dimensionen der Turbulenzkörper zu. In genauen Wetterkarten ist häufig die Entstehung kleiner Störungen des Isobarenfeldes zu beobachten, die aber durch neue und noch nicht abgeglichenen stabilisierenden Druckgradienten eines kleinen überlagerten Tiefs an ihrer Weiterbildung gehindert werden. Die Unterdrückung der auftauchenden Störungen erfolgt durch Kompensationsvorgänge durch Zufuhr verschiedener Luftmassen oder durch Umschichtung des vertikalen Aufbaues infolge Abkühlung der höheren Schichten durch Hebungs- oder Streckvorgänge. Die Kompensationsfähigkeit hängt daher von dem Vorhandensein eines entsprechenden horizontalen Temperaturgefälles und von der vertikalen Stabilität ab. Stabile warme Antizyklonen haben die Fähigkeit, in der Höhe sich ausbildende Druckwellen unten leicht wegzukompensieren. Besonders empfindlich gegen Störungen sind dagegen

wegen ihrer geringen Stabilität die polarmaritimen Strömungen. Der Verf. verlegt die Zyklogenese oder die instabile Welle vorwiegend in die freie Atmosphäre, wo die Störungen und das Druckfallgebiet in den höheren Schichten relativ stärker entwickelt sind und nach unten durch Kompensation abgeschwächt werden.

*F. Steinhauser.*

**J. Letzmann.** Horizontale Tromben. Meteorol. ZS. 55, 32—33, 1938, Nr. 1. (Tartu, Dorpat.) Es gibt in der Literatur nur drei Beschreibungen von horizontalen Tromben, die sich aber nach Ansicht des Verf. bei genauerer Untersuchung als nicht richtig bzw. als nicht eindeutig erweisen.

*F. Steinhauser.*

**O. Petersen.** Über die Neigung der Magdeburger Trombe. Ebenda S. 33—36. (Lindenberg.) Zur Untersuchung der von Letzmann aufgeworfenen Frage, ob die Magdeburger Trombe wirklich horizontal war, werden an Hand von Ausmessungen der photographischen Aufnahme dieser Trombe Berechnungen angestellt. Dabei werden auch die benutzten Formeln und Ableitungen angegeben. In den drei möglichen Lagen der Trombe betrug die Neigung des wolkennahen und für die Entstehung der Trombe entscheidenden Stückes nicht mehr als  $10^\circ$ . Bei Berücksichtigung der mit der Zeit wechselnden Lage und Gestalt der Trombe kann dieser Teil daher als horizontal bezeichnet werden.

*F. Steinhauser.*

**W. Schwabl und H. Tollner.** Vertikalbewegungen der Luft über einem Gletscher. Meteorol. ZS. 55, 61—64, 1938, Nr. 2. (Wien.) Aus Doppelvisierungen, die an heiteren Sommertagen am Pasterzengletscher bei vorherrschenden Gradientwinden aus NW bis WNW ausgeführt worden sind, wurde die Vertikal-komponente des Windes in verschiedenen Höhen berechnet. Bei mittleren Windgeschwindigkeiten von 5 bis 6 m/sec am Boden überschritt die Geschwindigkeit der vertikalen Luftbewegungen nur selten  $\pm 2$  m/sec. Es werden Fälle unterschieden, bei denen über dem Gletscherwind unmittelbar der Gradientwind anschloß, dann Fälle, bei denen über dem Gletscherwind ein entgegengesetzt gerichteter Talwind wehte, und schließlich solche, wo über dem Gletscherwind eine Querströmung lag. Für 13 Aufstiege ist die Änderung der Vertikalgeschwindigkeit mit der Höhe, die meist ziemlich unregelmäßig war und wenig Gesetzmäßigkeit zeigte, graphisch dargestellt. Die einzelnen Aufstiege werden eingehend diskutiert. Bei den ersten der oben erwähnten Fälle war im Bereich des Gletscherwindes keine ausgeprägte Abwärtsbewegung festzustellen, bei den beiden anderen Gruppen war teilweise Abwind vorhanden, der aber nie stärker als 1,5 m/sec war. Die Kompliziertheit des Strömungsmechanismus der Luft im Bereich des Gletschers erfordert zur genaueren Klärung noch weitere Untersuchungen.

*F. Steinhauser.*

**Charles W. Brown and Wyndham O. J. Roberts.** The areal frequency of tornadoes in the United States by counties, 1880—1931. Nat. Res. Council 1937, S. 144—146, Nr. 1. (Brown Univ. Providence, Rhode Isl.) Der Untersuchung liegen Beobachtungen von 4000 Tornados aus den Jahren 1880 bis 1931 zugrunde. Es wurden für einzelne Bezirke die Verhältniszahlen ihrer Flächen, ausgedrückt in  $m^2$  Meilen, zur Meilenanzahl der Gesamtlänge der Tornadobahnen dieser Bezirke gebildet und in diesen Verhältniszahlen die Verteilung der Tornadohäufigkeiten in einer Karte dargestellt. Als durchschnittliche Breite der Tornadobahn wurde dabei  $\frac{1}{10}$  Meile angenommen. Es zeigt sich, daß oft Gebiete mit sehr geringen zwischen Gebiete mit sehr großen Tornadohäufigkeiten eingeschlossen sind. Der Meridian von  $100^\circ$  bildet ungefähr die Westgrenze des Gebietes mit Tornadovorkommen. Ganz im Norden und auch im ganzen Küstengebiet von Texas bis New Jersey kommen nur sehr selten Tornados vor. Die meisten Tornados treten im Gebiet um den  $35^\circ$  Breitengrad östlich vom Mississippi und in Kansas auf.

*F. Steinhauser.*



**W. W. Shoulejkin.** On the theory of monsoons. C. R. Moskau. (N. S.) 17, 351—356, 1937, Nr. 7. (Inst. Theoret. Geophys. Acad. Black-Sea.) Im Anschluß an frühere Arbeiten leitet der Verf. unter Annahme kreisförmiger Meere bzw. Kontinente quantitative Beziehungen zwischen den wichtigsten Elementen des Monsunfeldes und den Dimensionen der Meere oder Kontinente ab. Es ist danach die charakteristische Differenz der extremen Temperaturen proportional der Quadratwurzel aus der dritten Potenz und die maximale Windgeschwindigkeit proportional der Quadratwurzel des Radius. Ferner wird das Monsunfeld für verschiedene Formen der Meere oder Kontinente, die von der Kreisform stark abweichen, untersucht. Den Ausgangspunkt hierfür bildet eine Korrelation zwischen dem Druckfeld und den Temperaturisanomalien, die zu einer Analogie mit der Bestimmung der Äquipotentiallinien eines elektrostatischen Feldes führt. Für einfache Formen, wie Ellipsen oder Keilformen der Meere oder Kontinente, lassen sich diese rechnerisch bestimmen. Für kompliziertere Formen, wie für den südamerikanischen Kontinent, können die Äquipotentiallinien experimentell durch Ausmessung eines an einer modellmäßigen Nachbildung des Kontinentes erzeugten elektrischen Feldes festgelegt werden. Daraus ergibt sich das Bestehen großer Gradienten an den Keilspitzenformen. Darauf wird eine Begründung für die Stürme am Kap Horn, am Kap der guten Hoffnung und an ähnlichen keilförmigen Ausläufern der Kontinente wie auch für die Entstehung der Taifune im südchinesischen Meer zurückgeführt.

*F. Steinhäuser.*

**Georg Böhme.** Zur Meteorologie des Glarner Föhns. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 117. Jahresvers. Solothurn 1936 [2], Sekt. Geophys. S. 267. (Davos.) Bericht über die ersten Ergebnisse ausgedehnter meteorologischer Föhnstudien in Glarus. Der Föhn beginnt stets zuerst in Talhintergrund und geht dort auch am spätesten zu Ende. Der Föhneinsatz erfolgt im Talhintergrund meist zögernd, beim Talausgang sprunghaft mit außerordentlich steilem und plötzlichem Temperaturanstieg. Ausführlicher Bericht ist in Aussicht gestellt. *H. Israël-Köhler.*

**C. W. B. Normand.** Sources of Energy of Storms. Current Science 6, 419, 1938, Nr. 8. Kurzer Bericht über den auf dem Indian Science Congress, Silver Jubilee Session in Kalkutta gehaltenen Vortrag über die Anwendung der Thermodynamik auf atmosphärische Stürme.

*Sziveffy.*

**G. Tiercy.** Sur une équation différentielle rencontrée dans un problème d'aérodynamique. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 54, 32—34, 1937, Nr. 1. [Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) 19, 1937, März/April.] Ableitung einer Formel, welche die Divergenz der Windgeschwindigkeit in der irdischen Atmosphäre in Verbindung bringt mit der zeitlichen Änderung von Quadrat der Windgeschwindigkeit, von Temperatur und Druck. Die praktische Verwendung dieser Formel stößt jedoch auf Schwierigkeiten, da diese Werte aus den Beobachtungen nicht genau genug ermittelt werden können.

*H. Schlichting.*

**E. N. Blinova.** Regarding the inclinations of the surfaces of discontinuity of an occlusion. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1935, S. 69—73, Nr. 4. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Die vorliegende Mitteilung behandelt die Frage nach dem Zusammenhang zwischen den Winkeln der Oberflächen eines Einschlusses und einer horizontalen Ebene. Eine stationäre geradlinig horizontale Bewegung dreier aneinanderstoßender Luftmassen mit nicht von  $x$  abhängigen Geschwindigkeiten parallel zur X-Achse wird vorausgesetzt. Ein Zusammenhang wird gegeben zwischen den Temperaturen und den Oberflächenneigungen am Schnittpunkt. (Gekürzte Zusammenf. des Verf.)

*Riewe.*

**Otto Dinkelacker.** Beiträge zur Luftmassenanalyse. Meteorol. ZS. 55, 12—18, 1938, Nr. 1. (Stuttgart) Verf. zeigt, daß bei der Berechnung der äquivalenten

und der äquipotentiellen Temperatur gewisse Schwierigkeiten bestehen und daß der Übergang von der äquivalenten zur äquivalentpotentiellen Temperatur nicht eindeutig ist. Er empfiehlt als charakteristische Größe bei der Luftmassenanalyse die zu einer Feuchtadiabate gehörige Trockenadiabate, also die pseudopotentielle Temperatur („Wärmezahl“) zu verwenden. Dadurch kommt man zu einer Eindeutigkeit der zahlenmäßigen Erfassung und es kann auch wegen der Konstanz der Wärmezahl bei Ausschluß von Wärmezufuhr die Herkunft der Luftmasse mit einbezogen werden. Zwei Luftmassen werden als gleichwertig definiert, wenn sie derselben Wärmezahl zugeordnet sind. Es wird eine Methode zur graphischen Auswertung mit Hilfe eines erweiterten Stüvepapiere angegeben, wonach auf einem Blatt die Kurve der relativen Feuchtigkeit, die Temperaturdruckkurve, die Sättigungskurve, die Taupunktskurve und das Thetagramm erhalten wird. Nach der Größe der Wärmezahlen läßt sich eine Luftmasseneinteilung durchführen. In der graphischen Darstellung lassen sich durch Flächen gleicher Wärmezahlen gleichwertige Luftmassen unterscheiden, die als Luftkörper bezeichnet werden können. Der Verf. weist nachdrücklich darauf hin, daß für den praktischen Wetterdienst neben der Beachtung der durch die Wärmezahlen charakterisierten Luftmassen, besonders die Berücksichtigung der Strömungen, von wesentlicher Bedeutung ist. Abschließend wird die Anwendung im praktischen Wetterdienst besprochen und an einem Beispiel erörtert.

*F. Steinhauser.*

**Max Bouet.** Les phénomènes préfrontaux des Alpes. Bull. soc. vaud. 60, 83—94, 1937, Nr. 245. (Lausanne.) An Hand von Baro- und Thermographenaufzeichnungen von Schweizer Tal- und Bergstationen bis 3500 m Höhe werden an der Wetterentwicklung vom 27. August 1932, 27. März und 14. August 1933 die präfrontalen Vorgänge, die ein Vorseilen der Abkühlung in der Höhe zeigten, analysiert. Jeder dieser Fälle wies besondere Eigenheiten auf. Die Beobachtungen stehen nicht im Einklang mit der Annahme einer einzigen Frontalfläche. Es scheint vielmehr, daß das Vordringen der Kaltluft oberhalb 1500 m Höhe ohne ganz enge Beziehung zur Kaltfront am Boden erfolgte.

*F. Steinhauser.*

**P.-L. Mercanton.** La température de l'air à Lausanne. Bull. soc. vaud. 60, 69—82, 1937, Nr. 245. (Lausanne.)

*Dede.*

**E. Heyer.** Über Frostwechselzahlen in Luft und Boden. Gerlands Beitr. 52, 68—122, 1938, Nr. 1/2. (Göttingen.) Die Zahl der Frostwechsel, die als Durchgänge der Temperatur durch den Gefrierpunkt definiert sind, wird auf Grund von zum Teil stündlichen, zweistündlichen oder Terminbeobachtungen der Lufttemperatur, der Bodenoberflächentemperatur und der Temperaturen in verschiedenen Bodentiefen in Potsdam, Eberswalde und Tiflis bestimmt. Unterhalb 5 cm Bodentiefe werden die Frostwechselzahlen aus dreimaligen Terminbeobachtungen schon richtig erfaßt, während in geringeren Bodentiefen und in der Luft die Terminbeobachtungen zu wenig Frostwechsel anzeigen. Die Zahl der Frostwechsel nimmt von der Erdoberfläche aus nach oben und noch mehr in den Boden hinein ab. Es werden Jahresgänge der Frostwechselzahlen angegeben. In Potsdam zeigen sich Hauptmaxima der Frostwechselhäufigkeit in der Luft im März und im Boden im Februar und sekundäre Maxima in der Luft im Dezember, bis 2 cm Bodentiefe im November und in 5 cm Bodentiefe im Dezember. In Tiflis findet sich in der Luft und im Boden nur ein Häufigkeitsmaximum im Januar. Diese Unterschiede werden auf eine Abhängigkeit von der Temperatur, der Temperaturamplitude und der Temperaturleitfähigkeit des Bodens zurückgeführt. Darin ist auch die Abhängigkeit vom Klima begründet, die sich auch in der Zahl der Frostwechsel pro Frostwechseltag, das ist in der Frostwechseldichte, zeigt. Auf Grund der Potsdamer Beobachtungen wurde eine Beziehung zwischen der Zahl der Frostwechseltage in der

Luft und der Zahl der Frostwechseltage in verschiedenen Bodentiefen hergeleitet, die es ermöglicht, unter Berücksichtigung der Temperaturleitfähigkeit des Bodens für verschiedene Stationen aus der leicht bestimmbaren Zahl der Frostwechseltage in der Luft die Zahl solcher Tage im Boden zu berechnen. Für diese Berechnungen konnte auch der Einfluß der Schneedecke berücksichtigt werden. Auf Grund der abgeleiteten Beziehungen wurde für Deutschland aus der Verteilung der Zahl der Frostwechsel in der Luft die Verteilung der Zahl der Frostwechsel an der Bodenoberfläche berechnet und in Karten dargestellt. Die Abhängigkeit der Frostwechselzahl von der Kontinentalität und von der Seehöhe wie auch ihre Beeinflussung durch Wälder und dergleichen wird diskutiert.

*F. Steinhäuser.*

**C.-G. Rossby and Collaborators.** Aerological evidence of large-scale mixing in the atmosphere. Nat. Res. Council 1937, S. 130—136, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Ausgehend von einem Hinweis auf die unzulängliche Darstellung aerologischer Daten nach den gebräuchlichen Methoden wird die Darstellung von Isentropic-Karten, die die Verhältnisse in Flächen gleicher potentieller Temperatur wiedergeben, empfohlen. Die Brauchbarkeit dieser Karten zur Bestimmung der charakteristischen Luftmassenverschiebungen wird daraus abgeleitet, daß horizontale Vermischungen an Flächen gleicher potentieller Temperatur oder bei Sättigung an Flächen gleicher äquivalentpotentieller Temperatur gebunden sind. Dabei erreicht die horizontale Vermischung vermutlich dort ihren höchsten Wert, wo die vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur am größten sind, also an Fronten und Inversionen. Als Charakteristikum für die Identifizierung der Luftmassen, die zur Verfolgung ihrer Verlagerungen dient, wird die spezifische Feuchtigkeit verwendet. Da in Bodennähe die spezifische Feuchtigkeit oft stark durch vertikale Konvektion beeinflusst ist, in größeren Höhen aber die Unterschiede der spezifischen Feuchtigkeit gering sind, werden die Karten am zweckmäßigsten für Flächen gleicher potentieller Temperaturen für eine mittlere Höhenlage entworfen. In sechs Karten von aufeinanderfolgenden Tagen wird für Mitte September 1936 die Luftmassenverlagerung über USA. durch Linien gleicher spezifischer Feuchtigkeit in der Fläche gleicher potentieller Temperatur von 315° dargestellt. Die in den Karten ebenfalls dargestellte Topographie dieser Isentropiefläche zeigt, daß sie in einem Bereich von 2 bis 5 km Höhe lag. Aus den Karten sind auch Aufschlüsse über die Größen von Konvergenz und Divergenz in den mittleren Schichten, die für die Erhaltung und für die Änderungen des Druckfeldes entscheidend sind, zu gewinnen. Darin liegt auch die Bedeutung dieser Karten für die Wettervorhersage. Die Vorgänge in einer Isentropiefläche sind charakteristischer als die in einer bestimmten Niveaufläche.

*F. Steinhäuser.*

**Hubert Garrigue.** L'étude fine des variations de température de l'air libre à bord d'un avion. C. R. 206, 267—269, 1938, Nr. 4. Aus Feinmessungen nach einem Vorschlag von Jos. Devaux über die Temperaturänderungen einer Flüssigkeit mittels thermoelektrischer Zellen und eines Galvanometers im Flugzeug in der Gegend von Pau geht hervor, daß unter gewissen Bedingungen in der freien Atmosphäre ein Luftvolumen existiert, das sich über mehrere hundert Meter erstreckt, wo die Temperatur vollkommen stabil ist. Auf die folgenden Luftelemente von einigen zehn Metern überschreiten die Abweichungen der Temperatur nur einige Tausendstel eines Grades. Hierzu die Daten der Meßinstrumente. *Winckel.*

**Fritz Model.** Symmetriepunkte und ihre Wahrscheinlichkeit. Ann. d. Hydrogr. 66, 59—63, 1938, Nr. 2. (Hamburg.) Das Symmetriephänomen als Superpositionerscheinung in dem Sinn aufgefaßt, daß an einem bestimmten Tag an einem bestimmten Ort gerade alle Wellen mit ihrer extremen Phase schwingen, wäre nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit zu erwarten. Dies ergibt sich daraus,



daß sich bestimmte Phasenlinien aller beteiligten Wellen in einem Punkte schneiden müßten, was bei Beteiligung von mehr als zwei Wellen, wenn die Phasenkarten willkürlich vorgegeben sind, im allgemeinen nicht der Fall sein wird. Aus der Häufigkeit des Symmetriephänomens ist daher zu folgern, daß die den Symmetriepunkt erzeugenden Wellen nicht frei vorgebar, sondern irgendwie gekoppelt sein müssen. Eine Koppelung im Sinne von Oberschwingungen ist aber nach den physikalischen Erklärungen der bis jetzt untersuchten Wellen nicht anzunehmen. Eine Koppelung würde sich aber aus der Annahme einer gegenseitigen Steuerung der Wellen ergeben. Das Symmetrieproblem kann vielleicht auch darin seine Erklärung finden, daß sich zu ausgezeichneten Zeiten und in ausgewählten Gebieten in regelmäßiger Folge Wellen einstellen, die die Symmetrieerscheinung erzeugen, was zur Folge hätte, daß eine harmonische Analyse über den ganzen Zeitraum hinweg keinen Sinn mehr hat.

*F. Steinhauser.*

**W. Dammann.** Die mittlere Temperatur des Juli in Deutschland in ihrer Abhängigkeit von den Schwankungen der Luftdruckverteilung. Meteorol. ZS. 55, 41—48, 1938, Nr. 2. (Berlin.) Ähnlich wie in einer früheren Arbeit über die mittlere Temperatur des Januar verwendet hier der Verf. zur Charakterisierung typischer Temperaturverhältnisse im Juli in Deutschland wieder drei Stationen, Borkum, Memel und München, und teilt danach die Tage eines 20jährigen Beobachtungszeitabschnittes in neun Gruppen, und zwar 1. in Tage, an denen alle drei Stationen zu kalt, 2. zu warm oder 3. von mittelmäßiger Temperatur waren, 4. Tage, an denen Borkum allein zu kalt oder 5. zu warm, 6. Memel allein zu kalt oder 7. zu warm und 8. München allein zu warm oder 9. zu kalt war. Für diese neun Gruppen wurden für zahlreiche europäische Stationen Mittelwerte des Luftdruckes und für 20 Stationen in Deutschland auch mittlere Maxima und Minima der Temperatur berechnet. Auf Grund dieser Mittelwerte wurden Karten der mittleren Luftdruckverteilung der neun Gruppen und ihrer Abweichungen vom Juli Mittel und entsprechend Karten der mittleren Temperaturverteilung und ihrer Abweichungen vom Julimittel gezeichnet. Aus der Diskussion dieser Karten ergibt sich, in welcher Art und in welchem Ausmaße die Temperaturverhältnisse in Deutschland im Juli von der Verteilung des Luftdruckes in Europa und auf dem Atlantik abhängig sind. Im Vergleich zum Januar ist im Juli die Wirkung bestimmter Luftdruckverteilungen oft ganz verschieden, was darin begründet ist, daß im Winter der Ozean als Quelle warmer und der östliche Kontinent als Quelle kalter Luft in Betracht kommt, während es im Sommer umgekehrt ist. Im Winter sind auch die Druckgradienten bedeutend größer als im Sommer. Es werden auch die Häufigkeiten der einzelnen Gruppen der Temperaturverteilung angegeben. Die Gruppen „kalt“ und „warm an allen drei Stationen“ kommen im Juli viel seltener vor als im Januar.

*F. Steinhauser.*

**W. Piersig.** Einfluß des Alpenföhns auf das Großwetter-Geschehen. Ann. d. Hydr. 66, 67—69, 1938, Nr. 2. (München.) Nach dem Kälteeinbruch am 11. September 1937 setzte am 14. September ein Föhn ein, der zu der in Verbindung mit einem Tief in der Höhe erfolgten advektiven Erwärmung eine zusätzliche Erwärmung über Süddeutschland brachte, die die Erhöhung der relativen Topographie der 500 mb-Fläche über der 1000 mb-Fläche auf 13 dekaberk — das ist etwa das Doppelte des durch die advektive Erwärmung allein bewirkten Effektes — steigerte. In der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche kommt dieser Effekt der föhnig bedingten Erwärmung in einer nach Norden gerichteten Aufwölbung der Linie von 540 dekaberk zum Ausdruck, wodurch der trogförmige Verlauf der Linien vom Vortag über dem mittleren Festlande in einen westöstlich gerichteten übergegangen ist. Das vom Kanal herankommende Tief

war dementsprechend aus seiner vordem südöstlichen in eine östliche und später nordöstliche Zugrichtung umgebogen, und die Trogsteuerung ist über dem mittleren und südlichen Teil des europäischen Festlandes in eine Weststeuerung übergegangen, wodurch die Großwetterlage wesentlich geändert worden ist. Eine derartige Einflußnahme von Föhnvorgängen auf das Großwettergeschehen wird sich im allgemeinen um so stärker auswirken können, je mehr die Luftmassenverteilung in der unteren Troposphärenhälfte vorher den Föhnwirkungen entgegengesetzt war. *F. Steinhauser.*

**K. Himpel.** Die Klimate der geologischen Vorzeit. Meteorol. ZS. 55, 69—71, 1938, Nr. 2. (Wiesbaden.) Der Verf. nimmt zur Erklärung der Eiszeit als ein die ganze Erde betreffendes Phänomen eine direkte solare Anregung an und legt sich die Frage vor, ob vielleicht an einem der zum Milchstraßensystem gehörigen Zwergsterne ein Ereignis zu beobachten ist, das, wenn es auf der Sonne vorkommen würde, zu irdischen Eiszeiten führen könnte und das sich entsprechend den Perioden der Zwischeneiszeiten wiederholen kann. Eine solche Erscheinung findet sich in dem Aufleuchten der Novae, das keine seltene umwälzende Katastrophe einzelner Sterne darstellt, sondern alle Sterne in mittleren Perioden von 3 bis  $5 \cdot 10^8$  Jahren betrifft. Diese Perioden stimmen aber mit den Eiszeitperioden überein. Die Ursache für die Feinstruktur der Eiszeiten sieht der Verf. nicht so sehr in den primären Schwankungen der kosmischen Hauptursache, sondern in Schwankungen der astronomischen Elemente. Die neue Hypothese erklärt auch die klimatisch bevorzugten Perioden zwischen den Eiszeiten. Einen Schutz zur Erhaltung der Lebewelt über die Katastrophenzeit hinaus findet der Verf. im Verhalten der Erdatmosphäre. *F. Steinhauser.*

**B. Jung.** Zur Frage der Klimaschwankungen. Astron. Nachr. 263, 435—436, 1937, Nr. 6310/11. (Breslau.) K. Himpel (Phys. Ber. 19, 1928, 1937) sieht frühere Novaausbrüche der Sonne als Ursache der Eiszeiten an. Dem widersprechen die Berechnungen des Verf. Für eine Nova der  $10^4$ -fachen Helligkeit der Sonne, also  $-5^M$ , würden bis zum Erreichen einer Lufttemperatur von  $200^\circ$  nur 24 Stunden vergehen, wobei die Atmosphäre als vollständig gesättigt angenommen wird. Der Luftdruck beträgt dann 15 Atm. Bei einem novaartigen Aufleuchten der Sonne wurde also die Organismenwelt vernichtet worden sein, was einen solchen Vorgang wohl in den Bereich der Unmöglichkeit verweist. *Riewe.*

**K. Himpel.** Zur Frage der Klimaschwankungen. Ebenda 264, 197—200, 1937, Nr. 6323. (Sternw. Wiesbaden.) Zu der vorstehend referierten Arbeit ist zu bemerken, daß die Klimaschwankungen auf der Erde ziemlich gleichmäßig waren. Die vom Verf. versuchte Lösung des Problems als Novaphänomen führt zu den folgenden Ergebnissen: Die Novaperiode beträgt 3 bis  $5 \cdot 10^8$  Jahre, was mit der Eiszeitperiode übereinstimmt; sowohl der plötzliche Einsatz der Eiszeiten und die klimatische Verschiedenheit beider Halbkugeln folgt in richtiger Weise, ebenso die klimatisch günstigeren Zwischenperioden; die Lundmark'sche Novaperiode von  $4 \cdot 10^8$  ist die obere Grenze. — B. Jung habe aber bei seiner Ablehnung sowohl die Folgen der starken Wolkenbildung sowie die vom Verf. angeführten vier Wirkungen der Novanebel vernachlässigt. So ergibt sich, daß durch vermehrte Sonneneinstrahlung die Temperatur der Erdoberfläche nicht notwendig steigt. *Riewe.*

**R. Scherhag.** Wetterskizzen. Nr. 31: Die Entstehung des Kanal-Sturmtiefs vom 23. Oktober 1937. Ann. d. Hydrogr. 66, 83—86, 1938, Nr. 2. (Berlin.) *Dede.*

**E. Dinies.** Wetterskizzen. Nr. 32: Die Steuerung bei dem winterlichen Wärmeeinbruch vom 24. bis 26. Dezember 1929. (Reichsamt f. Wetterdienst.) *Dede.*

**H. v. Ficker.** Zur Frage der „Steuerung“ in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 55, 8—12, 1938, Nr. 1. (Wien.) Verf. sucht entgegen der heute vielfach mißbräuchlichen Verwendung des Begriffes „Steuerung“ zur Klärung darzulegen, was seiner Meinung nach darunter eigentlich nur zu verstehen sein kann, und er gibt dabei einen Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Ansicht von der Steuerung durch Vorgänge in höheren Luftschichten. Man kann von Steuerung nur sprechen, wenn die Bewegung durch Vorgänge außerhalb des betrachteten Systems erzwungen wird. Veranlassung zur Annahme einer Steuerung von oben her bot die Tatsache des vielfach festgestellten Luftdruckfalles bei Kälteeinbrüchen am Boden und auf den Bergstationen; ferner führte ein mit Hilfe von Bergstationen und aerologischem Registriermaterial aufgestelltes Zyklonenschema zur Annahme einer Überlagerung von troposphärischen und stratosphärischen Druckwellen. Es konnte dann gezeigt werden, daß durch die obere Druckwelle Kaltluftmassen der Troposphäre in Bewegung gesetzt, also gesteuert werden können. In diesen Fällen ist es angebracht, von Steuerung zu sprechen, weil die Bewegung der troposphärischen Luftmassen nicht eigengesetzlich erfolgte, sondern von Einflüssen aus der Höhe erzwungen wurde. Gesteuert wird aber nur die Bewegung der troposphärischen Luftmassen, nicht aber das Wetter. Bei der Verkoppelung stratosphärischer und troposphärischer Vorgänge und ihrem komplexen Druckeffekt am Boden handelt es sich, wie an Einzeluntersuchungen gezeigt werden konnte, nicht um einen nur thermisch bedingten Kompensationsvorgang, sondern im wesentlichen um Kompensation durch Massenzufluß oder Abfluß, der durch die Einwirkung der oberen Druckwelle auf die unteren Schichten erzwungen wird. Die Verallgemeinerung der Ansicht von der stratosphärischen Steuerung in dem Sinne, daß sie sich auf beinahe alle troposphärische Bewegungen bezieht, lehnt der Verf. ab. Dem Sinne des Wortes entspricht es auch nicht, davon zu sprechen, daß Wellen gesteuert werden. Abschließend weist der Verf. darauf hin, daß die Steuerung durch eine obere Druckwelle auch eine Erklärung für die Möglichkeit einer Ausbreitung kalter Luftmassen über ungeheuer weite Gebiete gibt. Als wichtigste Aufgabe wird bezeichnet, die kausale Beziehung der zeitlich gekoppelten Druckwellen verschiedener Herkunft zu ergründen. *F. Steinhauser.*

**Franz Baur.** Die Störungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone. Meteorol. ZS. 54, 437—444, 1937, Nr. 12. (Bad Homburg v. d. H.) Verf. geht davon aus, daß für das Großwettergeschehen die meridionale Zirkulation von größerer Bedeutung ist als die zonale. Für das Zustandekommen der in mittleren und höheren Breiten in nebeneinanderliegenden Strömungen erfolgenden meridionalen Zirkulation ist das Bestehen zonal gerichteter Gradienten des Luftdruckes Voraussetzung. Die Störungen dieser Zirkulation bestehen in den verschiedenen Abweichungen der Strömungs- und Luftdruckverhältnisse zu bestimmten Zeiten von den aus vielen Jahren abgeleiteten Normalwerten. Der Verf. erörtert die Methoden, die er entwickelt hat, um mit Hilfe der Statistik die mit den Störungen der allgemeinen Zirkulation in der gemäßigten Zone verbundenen großen Druckänderungen für mehrere Tage vorauszusagen. Die Grundlage dafür bildet eine aus den Grundgleichungen der theoretischen Meteorologie abgeleitete Gleichung für die zeitliche Druckänderung an einem Ort. Es werden nicht Einzelwerte, sondern mehrtägige (fünf- oder dreitägige) Mittelwerte in Betracht gezogen, wobei das all-



gemeine Feldprinzip von Gião, das besagt, daß in bezug auf eine Feldgröße eine derartige Beziehung zwischen dem Maßstab des Raumes und dem der Zeit besteht, daß ein bestimmter zeitlicher Mittelwert der Feldgrößen gleich einem räumlichen Mittelwert derselben Größe wird, Anwendung findet. Um von der Annahme einer bestimmten Form der Abhängigkeit der Mittelwerte von den bedingenden Größen befreit zu bleiben, wurden für die statistische Darstellung zunächst versuchsweise Mehrfachkorrelationstabellen zweiter Art auf Grund zehnjähriger Beobachtungen verwendet. Die Entwicklung hat schließlich zur Verwendung von Mehrfachkorrelationstabellen geführt, die für die Änderungen der Änderungen des dreitägigen Mittels des Luftdruckes in Potsdam als bedingende Veränderliche verwenden: die dreitägigen Änderungen des Luftdruckes in Potsdam in mm (in 12 Klassen eingeteilt), die Summen der dreistündigen Änderungen des Luftdruckes um 8 Uhr in  $\frac{1}{5}$  mb aus 12 Stationen (5 Klassen), die Summen der Bewölkung um 8 und 14 Uhr aus 12 Stationen (3 Klassen), die Summen der dreistündigen Änderungen um 14 Uhr aus 12 Stationen (5 Klassen) und die Mittel der Abweichungen der Temperatur  $(7+14 \text{ Uhr})/2$  vom langjährigen Mittel aus 10 Stationen (3 Klassen). Mit Hilfe dieser Tabellen ist es möglich, den kommenden Luftdruck am Morgen des dritten Tages mit einem Fehler von 3 bis 4 mb voraus zu berechnen. Zur Ermöglichung dieser Voraussagen im Winter sind noch Schwierigkeiten, die in der oft verbreiteten Nebelbildung und in der Beeinflussung durch die Schneedecke liegen, zu überwinden. In gleicher Weise lassen sich für die verschiedenen Orte und damit für die Luftdruckverteilung Voraussagen machen.

*F. Steinhauser.*

**Heinrich Voigts.** Messungen der Abkühlungsgröße in Lübeck-Travemünde. Meteorol. ZS. 55, 21—27, 1938, Nr. 1. (Lübeck.) Nach neunjährigen Beobachtungen werden Monatsmittelwerte der mittägigen mit Katalthermometern gemessenen Abkühlungsgrößen und ihre mittleren Extreme mitgeteilt und den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit, der Sonnenscheindauer und der Temperatur gegenübergestellt. In den einzelnen Jahren war das höchste Mittel desselben Monats um etwa 50 % höher als das niedrigste. Die Gegenüberstellung der nach  $a + 2b + c$  ausgeglichenen Kurven der für jeden Tag der ganzen Beobachtungsperiode berechneten Mittel der Abkühlungsgröße und der Sonnenscheindauer zeigt, daß es im Jahresgang Zeiten mit relativ geringen und dann wieder solche mit sehr starken Schwankungen gibt; in diesen Schwankungen sieht der Verf. einen Ausdruck für den Kampf verschiedener Luftmassen miteinander und damit für die Reizwirkung des Klimas zu verschiedenen Zeiten des Jahres. Zur Feststellung der Beziehungen zur Windrichtung werden für jede Windrichtung Jahreszeitenmittel der Abkühlungsgröße angegeben. Die auf dem Flugplatz gemessenen Abkühlungsgrößen werden mit den am Badestrand von Neu-Travemünde bestimmten verglichen. Die auf Frigorimeterwerte umgerechneten Abkühlungsgrößen vom Flugplatz sind etwa doppelt so groß wie die von Damos. Es sind auch Häufigkeitsverteilungen der Mittagswerte und der Tagesschwankungen der Abkühlungsgröße für die einzelnen Monate wiedergegeben.

*F. Steinhauser.*

**Fritz von Kerner.** Darstellung der eiszeitlichen Strahlungswechsel durch Äquivalente der Sonnenlänge. Meteorol. ZS. 55, 71—72, 1938, Nr. 2. (Wien.) Die Darstellung der von den Variablen  $\epsilon$ ,  $e$  und  $II$  abhängigen Strahlungswechsel in Breitenäquivalenten gibt den Klimatologen meist keine richtige Vorstellung von der entsprechenden Änderung des physikalischen Klimas. Der Verf. empfiehlt daher eine Darstellung in Äquivalenten der Sonnenlänge. Danach wäre im Winterhalbjahr der Kalendertag anzugeben, an dem in der Glazialzeit oder Stadialzeit das heute im Wintersolstitium empfangene Strah-

lungsminimum unterschritten wird, und der Tag, an dem die heutige Strahlung das in der Zwischeneiszeit oder Interstadialzeit im Wintersolstitium empfangene Strahlungsminimum unterschreitet. Analog wäre im Sommerhalbjahr der Kalendertag anzugeben, an dem in der Zwischeneiszeit das heute im Sommersolstitium empfangene Strahlungsmaximum überschritten wird, und der Tag, an dem die gegenwärtige Strahlung das bei einer Eiszeit im Sommersolstitium empfangene Strahlungsmaximum überschreitet. Die Bestimmung der Längenäquivalente kann graphisch mit Hilfe von Tabellen aus Zenkers Werk über den thermischen Aufbau der Klimate durchgeführt werden.

*F. Steinhäuser.*

**Chr. Jensen.** Über die Wichtigkeit von Polarisationsmessungen. *Cecret. Org. Meteorol. Intern. (Strahlungskomm.)* S.-A. Publ. Nr. 33, S. 68—71, 1937. Zusammenfassender Bericht über die Bedeutung von Polarisationsmessungen für die Bestimmung des atmosphärischen Reinheitsgrades. Verf. regt eine systematischere Bearbeitung dieser Fragen an.

*H. Israel-Köhler.*

**F. Löhle.** Über die Schätzung der Sichtweite. *Meteorol. ZS.* 55, 54—61, 1938, Nr. 2. Fehlerquellen der Sichtschätzung liegen in nicht berücksichtigten Unterschieden der Sehtüchtigkeit der Augen verschiedener Beobachter und in der mehr oder minder unbestimmten Fassung der Definition der Sichtweite. Die durch die Verschiedenheit der in der Praxis verfügbaren Ziele verursachten Fehlerquellen lassen sich dadurch vermindern, daß auf Grund einer in einem Polardiagramm gegebenen Übersicht sämtlicher vorhandener Ziele der Grad der Sichtbarkeit bei jedem einzelnen Ziel angemerkt wird. Die für Sichtschätzungen gebräuchlichen deutschen, englischen und internationalen Skalen können, wenn man von den untersten für Nebel geltenden Stufen absieht, miteinander in Einklang gebracht werden. Dies wird in einer Tabelle gezeigt. Die Unsicherheit der Sichtschätzung kommt in der Größe der Skalenstufen zum Ausdruck. Die Größe des Bereiches von Entfernungen des eben Merklichen hängt von der Empfindlichkeit des Auges gegen Helligkeits- (und Farb-) Unterschiede ab, wofür die relative Unterschiedsschwelle für Helligkeiten ein Maß ist. Die Schwankungen der relativen Unterschiedsschwelle werden aus den Fehlern der Sichtweiteschätzung von der Größe einer Stufe für verschiedene Sichtskalen berechnet. Danach ist eine konstante relative Unterschiedsschwelle nicht mit den tatsächlichen Beobachtungsergebnissen zu vereinbaren; es ist mit unregelmäßigen Schwankungen um 2 bis 10 % zu rechnen. Als eine den Forderungen der Theorie und der Praxis entsprechende natürliche Sichtskala wird eine Einteilung nach der Sichtstufenformel  $s_u = 50 \cdot (e/2)^N$  empfohlen, wo  $s_u$  = untere Grenze der N-ten Stufe und  $e = 2,718$ . Diese Skala ermöglicht auch eine genauere Erfassung der Nebelsichtweiten. In einer Tabelle wird die natürliche Sichtskala mit der internationalen Sichtskala und mit den Skalen von Tetens und Laing verglichen. Die bei Benutzung von Ferngläsern festzustellende Verbesserung der Sichtweite hängt mit einer Abhängigkeit der relativen Unterschiedsschwelle vom Sehinkel zusammen. Dabei spielt auch die Schärfe der Konturen eine Rolle. Abschließend wird erörtert, in welcher Weise die Verwendung farbiger Filter in Abhängigkeit von der Teilchengröße des Luftplanktons eine Sichtverbesserung bewirkt. Auf Grund seiner Untersuchungen der Grenzen der Leistungsfähigkeit des bloßen Auges läßt der Verf. Sichtschätzungen nur als Notbehelf gelten und fordert die Einführung exakter physikalischer Messungen.

*F. Steinhäuser.*

**A. Hammad.** Zur Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. Bemerkung zu einer Arbeit von Tichanowsky. *Phys. ZS.* 39, 168, 1938, Nr. 4. (Egyptian Univ. Fac. of Sc. Abbasia, Cairo.) Berichtigung eines Versehens (vgl. *Phys. Ber.* 9, 367, 2131, 1928).

*H. Israel-Köhler.*

**C. Wirtz.** Zur Berechnung des Trübungsfaktors. *Ann. d. Hydrogr.* **66**, 80—83, 1938, Nr. 2. (Krefeld.) Es sind Tafeln zur direkten Entnahme des Gesamt- und Rottrübungsfaktors angegeben. Als Transmissionskoeffizienten sind die Feussner-Duboisschen Werte benutzt. Der Rottrübungsfaktor paßt sich dem Schott-Filter RG 5, Dicke 2 mm, an. Eine zusätzliche kleine Tafel gibt die Luftdruckkorrektur an. Die Tafeln gelten bis etwa zur Luftmasse 15.

*H. Israël-Köhler.*

**Tien Kiu.** Absorption atmosphérique et diffusion moléculaire d'après les mesures de la Smithsonian Institution à Montezuma. *C. R.* **206**, 452—455, 1938, Nr. 6. In den Jahren 1920 bis 1930 wurden von der Smithsonian Institution auf dem Montezuma (Höhe 2711 m, Breite 22° 40' Süd) an 462 Tagen genauere Beobachtungen der atmosphärischen Absorption in verschiedenen Spektralbereichen gemacht. Diese Werte benutzt der Verf. zu Berechnungen über den Einfluß des Wasserdampfes und des Staubgehaltes auf die Konstanten der Gleichung gemäß der Theorie von Rayleigh. Außerhalb der Gebiete selektiver Absorption werden die Konstanten nach der allgemeinen Gleichung  $D_\lambda = A + B \cdot f(\lambda)$  berechnet, und es ergeben sich für  $A$  die Zahlenwerte  $0,003\,377 \pm 0,000\,074 + (0,000\,750 \pm 0,000\,016) \cdot Q$  und für  $B \cdot 10^{12}$  die entsprechenden Werte  $0,791\,3 \pm 0,001\,1 + (0,007\,07 \pm 0,000\,26) Q$ , worin  $f(\lambda) = (n^2 - 1)^2 \cdot \lambda^{-4}$  die bekannte Rayleighsche Wellenlängenabhängigkeit darstellt und  $Q$  das in cm gemessene Niederschlagswasser (precipitable water) bedeutet. Diese Zahlen bestätigen in vieler Hinsicht die früheren Fowleschen Ergebnisse über den starken Einfluß des Wasserdampfes auf die Koeffizienten der molekularen Lichtstreuung; allerdings ist hier durch die Wahl der Grundgleichung die Zerstreuung des Lichtes an den Wasserdampfteilchen von vornherein umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge gesetzt worden. Das von  $Q$  unabhängige Glied von  $A$  zeigt einen zwar kleineren — aber doch noch merklichen — jährlichen Gang als das gesamte  $A$  und wird vom Verf. in Verbindung gebracht mit dem jährlichen Gang der Staubteilchenzahl auf dem Montezuma (Minimum in den Wintermonaten Mai bis Juli).

*K. Feussner.*

**H. Stapf.** Der Eichwert des Robitzsch-Aktinographen. *Meteorol. ZS.* **55**, 18—21, 1938, Nr. 1. (Meteorol. Obs. Reichsamt Wetterdienst Potsdam.) Vergleichsmessungen mit verschiedenen Robitzsch-Aktinographen und mit einem Michelson-Marten-Aktinometer ergaben, daß bei Nord-Südstellung der Streifen die Eichfaktoren sehr stark von der Sonnenhöhe abhängen. Von Sonnenhöhe 25 bis 55° stiegen die Eichfaktoren um 21 bis 39% an. Bei Ost-Weststellung der Lamellen betrug die Zunahme nur 4 bis 6% im selben Sonnenhöhenbereich, die Streuung der Einzelwerte war aber größer (bis zu  $\pm 7\%$ ). Vergleichsmessungen mit Robitzsch-Aktinographen und Solarimeter von Moll-Gorczynski, bei denen also nicht nur die Sonnenstrahlung allein, sondern die Gesamtstrahlung verglichen wurde, ergaben ebenfalls eine Abhängigkeit der Eichfaktoren von der Sonnenhöhe, aber die Eichwerte waren um einige % niedriger als die durch die Vergleiche mit dem Michelson-Marten-Aktinometer gewonnenen. Die Unterschiede in den Eichfaktoren scheinen darin begründet zu sein, daß der Robitzsch-Aktinograph für die kurzwellige diffuse Strahlung des Himmels empfindlicher ist als für die langwellige Sonnenstrahlung. Dementsprechend ist ein Eichverfahren, daß die Gesamtstrahlung erfaßt, zweckmäßiger als ein solches, das nur die Sonnenstrahlung allein berücksichtigt. Für die meisten Zwecke scheint es erlaubt zu sein, bei richtiger Aufstellung des Instruments einen konstanten Eichfaktor zu verwenden. Dabei zeigte es sich, daß an die mit dem Robitzsch-Aktinographen gewonnenen Wärmesummen, um sie auf die Solarimeterwerte zu reduzieren, eine um so größere negative Korrektur anzubringen ist, je größer der prozentuale Anteil der Himmels-



strahlung an der Gesamtstrahlung ist. Im einzelnen wird auch auf die von Mörikofer und Thams gewonnenen Erfahrungen bei der Eichung von Robitzsch-Aktinographen Bezug genommen. *F. Steinhauser.*

V. Doraiswamy Iyer and Kasturinath Sobti. Average Intensity of Rainfall on a Rainy Day in India. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 7, 103—107, 1938, Nr. 76. *Dede.*

J. Alan Chalmers and F. Pasquill. The electric charges on single raindrops and snowflakes. *Proc. Phys. Soc.* 50, 1—15, 1938, Nr. 1 (Nr. 277). (Univ. Durham.) Ergebnisse einer 1¼-jährigen Beobachtungsreihe der Ladung einzelner Regentropfen, Schneeflocken, Graupel- und Hagelkörner. Als Meßgerät dient ein isoliert aufgestelltes Auffanggefäß mit 6,6 cm<sup>2</sup> Öffnungsfläche, dessen durch einzelne Niederschlagsselemente bedingte Aufladung mittels einer Röhrenbrücke gemessen wird. (Empfindlichkeitsgrenze etwa 10<sup>-4</sup> ESE.) Die Häufigkeit positiver Niederschlagsselemente ist mit Ausnahme von Gewitterregen und Niederschlägen in fester Form größer als die der negativen (Verhältnis im Mittel 1,71); die mittlere Ladung pro Element ist bei negativer Ladung größer als bei positiver. Bei Schneeflocken sind die großen bevorzugt positiv, die kleinen bevorzugt negativ geladen. Bei Graupel- und Hagelkörnern kann die positive und negative Ladung überwiegen. Die gesamte Ladungszufuhr durch die Niederschläge zur Erde wird in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren überwiegend positiv gefunden (Verhältnis beider Vorzeichen 1,30). Weiter werden die Häufigkeit und Reihenfolge des Vorzeichenwechsels bei einzelnen Niederschlagsfällen sowie die statistische Verteilung der Ladungsgröße einzelner Niederschlagsselemente untersucht. Zum Schluß sind die Probleme der Entstehung der Niederschlags Elektrizität kurz diskutiert. *H. Israel-Köhler.*

Fritz von Kerner. Schneefallmengen bei Mitteltemperaturen nahe dem Gefrierpunkt. *Meteorol. ZS.* 55, 72—73, 1938, Nr. 2. (Wien.) In Tabellen werden die bei aperiodischen Monatsamplituden der Temperatur von 14, 16, 18 und 20° für fortlaufend um 1° sinkende Mitteltemperaturen bei einfacher, nach dem Fehlerverteilungsgesetz gegebener Häufigkeitsverteilung der Temperaturabweichungen vom Mittel sich ergebenden größtmöglichen Schneefallmengen in Relativzahlen mitgeteilt. Als Index der Schneebildung diente dabei die Niederschlagsmenge in Gramm für 1° Temperaturabnahme eines m<sup>3</sup> gesättigt feuchter Luft von 0° an. Das Maximum der größtmöglichen Monatsmenge des Schneefalls fällt auf Temperaturmittel von —3 bis —3½°. Zum Vergleich sind auch die Relativzahlen der Schneemengen angegeben, die, wenn die Mitteltemperatur eines Monats während seiner ganzen Dauer anhielte, fallen könnten. Im letzten Fall liegt der Maximalwert bei 0° und ist um ⅓ größer als die bei Rücksichtnahme auf die Veränderlichkeit der Monatstemperaturen sich für 0° ergebende Menge und um ¼ größer als das bei Berücksichtigung der Temperaturveränderlichkeit für —3° sich ergebende Maximum des Schneefalles. Der rückbleibende Schnee läßt sich berechnen, wenn man jene Schneemengen abzieht, zu deren Schmelzung der positive Anteil der Temperaturen des betrachteten Monats ausreichen würde. Es zeigt sich dann, daß wegen der aperiodischen Veränderlichkeit der Temperaturen der größte Schneeeinsatz bei einer Mitteltemperatur von 4° zu erwarten ist. *F. Steinhauser.*

Nils Frössling. Über die konstante Fallgeschwindigkeit von Kugeln. *Gerlands Beitr.* 51, 167—173, 1937, Nr. 2/3. (Lund.) Für bekannte Zähigkeit  $\eta$ , Dichte des Mediums  $\rho$ , Kugeldichte  $\rho_1$  und Kugelradius  $r$  läßt sich die Beziehung zwischen den Größen der Widerstandszahl  $c$  und der Reynoldsschen Zahl  $Re$  im  $\log c$ - $\log Re$ -Koordinatensystem als Gerade mit der Neigung —2

darstellen. Für verschiedene  $r$  findet man aus den Schnittpunkten dieser Geraden mit dem empirisch gegebenen  $c$ - $Re$ -Diagramm die entsprechende Reynolds'sche Zahl, und damit läßt sich aus der Definitionsgleichung für  $Re$  die konstante Fallgeschwindigkeit fester Kugeln berechnen. Als Näherungsformel für diese Fallgeschwindigkeit im ganzen unterkritischen Gebiet wird

$$\frac{1}{v} = \frac{9\eta}{2\epsilon_1 g} \cdot \frac{1}{r^2} + \sqrt{\frac{0,169\epsilon}{\epsilon_1 g}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}}$$

angegeben. Die Methode ist auch für Wassertropfen mit Radien kleiner als 0,075 cm anwendbar.

F. Steinhauser.

**Nils Frössling.** Über die Verdunstung fallender Tropfen. Gerlands Beitr. 52, 170—216, 1938, Nr. 1/2. (Lund, Phys. Inst.) Durch experimentelle Untersuchungen und theoretische Ableitungen wurde für die Verdunstung von frei fallenden Tropfen bei stationären Verhältnissen eine Darstellung durch die Formel

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi \Delta \frac{M p}{R T} \cdot r (1 + k \sqrt{Re})$$

gefunden. Dabei ist  $dm/dt$  = Verdunstungsgeschwindigkeit in g/sec,  $\Delta$  = Diffusionskoeffizient in  $\text{cm}^2/\text{sec}$ ,  $M$  = Molgewicht,  $R$  = universelle Gaskonstante,  $T$  = absolute Temperatur,  $p$  = Differenz zwischen dem Dampfdruck in der Nähe der Oberfläche (Sättigungsdruck) und dem in der vorbeiströmenden Luft,  $r$  = Tropfenradius,  $Re$  = Reynolds'sche Zahl,  $k$  = Stoffkonstante, die nur von

$\sigma = \Delta/r$ , wo  $r$  die kinematische Zähigkeit ist, abhängt und annähernd  $0,276/\sqrt{\sigma}$  ist. Zur theoretischen Lösung des Problems wird durch die Navier-Stokes'sche Gleichung, die Kontinuitätsgleichung und die Randbedingungen der Strömung das Geschwindigkeitsfeld und durch die Gleichung der Diffusion im bewegten Medium und die Randbedingungen des Dampfes das Konzentrationsfeld bestimmt, woraus sich die Verdunstung aus dem Konzentrationsgradient an der Oberfläche berechnet. Für  $Re \ll 1$  ist die Verdunstung fallender Tropfen gleich der bei Ruhe. Für große  $Re$  werden auf Grund der Grenzschichttheorie von Prandtl Folgerungen für die Verdunstungsformel gezogen. Die experimentelle Bestimmung der Verdunstungsgeschwindigkeit erfolgte dadurch, daß die Tropfen an einem dünnen Glasfaden oder an einem Thermoelement aufgehängt, mit dem Luftstrom eines Windkanals angeblasen und wiederholt in etwa 7facher Vergrößerung photographiert wurden. Die Verdunstungsmessungen erstrecken sich auf Tropfen von Nitrobenzol, Anilin und Wasser und auf kleine Kugeln von Naphthalin. Die Versuchsanordnung, die Methode der Auswertung der Platten und der Berechnung der Verdunstung und die möglichen Fehlerquellen werden ausführlich besprochen. Da die Verdunstungsmessungen an Naphthalinkugeln die gleichen Ergebnisse lieferten wie bei Tropfen, wird geschlossen, daß im Untersuchungsbereich die Flüssigkeitstropfen wie feste Kugeln behandelt werden können. Die an den Naphthalinkugeln durchgeführten Messungen der Verdunstung in verschiedenen Kugelzonen ergaben Resultate, die mit den aus dem Strömungsbild qualitativ abgeleiteten gut übereinstimmen.

F. Steinhauser.

**W. Dammann.** Über die Definition von Starkregen. Ann. d. Hydrogr. 66, 69—75, 1938, Nr. 2. (Berlin.) Verf. gibt einen Überblick über die verschiedenen in Deutschland und England eingeführten Grenzwerte und Formeln zur Festlegung von Starkregen und über die dabei angewendeten Bezeichnungsweisen. Es sind dies: a) in Deutschland: Die Stufen von Starkregen nach Hellmann (1906), nach Haeuser (1919), nach Kassner (1919), nach einer Formel von Wussow (1922) und nach einer Formel von Reinhold (1935); b) in England: Die

Starkregen nach Symons (1898) und nach Mill (1908). Alle bisher aufgezählten Festlegungen von Starkregen nahmen nur auf die Dauer und Ergiebigkeit Bezug. 1935 führte E. G. Bilham noch dazu als neues wesentliches Merkmal für die Aufstellung der Grenzwerte starker Regenfälle ihre Häufigkeit ein. Nach der aus 10 jährigen Registrierungen abgeleiteten Beziehung  $n = 1,25 \cdot t(r + 0,1) - 3,55$  zwischen Dauer  $t$ , Regenhöhe  $r$  und Häufigkeit  $n$  definiert er als beachtenswerte Regen solche, die alle 10 Jahre einmal vorkommen ( $n = 1,0$ ) als bedeutende Regen solche, die alle 40 Jahre ( $n = 0,25$ ) und als sehr seltene Regen solche, die in 160 Jahren ( $n = 0,0625$ ) einmal vorkommen. Außer der mangelnden Fassung der Häufigkeit der Regenfälle haftete den älteren Festlegungen auch noch die Ungenauigkeit des alten Beobachtungsmaterials, das meist nicht von Registrierungen stammte, als Fehler an. Das wirkte sich darin aus, daß bei den früheren Festlegungen die Grenzwerte für kurze Regendauern zu niedrig und die für lange Regendauern zu hoch waren. Der Verf. empfiehlt als untere Grenze der Starkregen in der Gleichung von Bilham einen Häufigkeitswert von  $n = 0,5$ , für sehr dichte Regen  $n = 0,2$  und für außergewöhnlich dichte Regen  $n = 0,08$  allgemein anzunehmen. Die Definition der Starkregen nach bestimmten festen Häufigkeitskonstanten bietet auch die Möglichkeit der Übertragung dieser Definition auf andere Klimagebiete der Erde. Es wird empfohlen, die Regen, die die untersten Grenzwerte überschreiten, als „Starkregen“, die mittlere Klasse als „Platzregen“ und die oberste Klasse als „stärkere Platzregen“ zu bezeichnen. *F. Steinhauser.*

**K. P. Ramakrishnan.** The Rainfall in the Indian Peninsula associated with Cyclonic Storms from the Bay of Bengal during the Post-Monsoon and Early Winter Seasons. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 7, 65—73, 1937, Nr. 74. Verf. hat für sieben in der Postmonsunzeit der Jahre 1929 bis 1935 südlich der Bucht von Bengalen entstandene und über den südlichen Teil Vorderindiens gezogene Zyklonen und Depressionen die Verteilung der begleitenden Niederschläge analysiert und Tag für Tag in Karten dargestellt. Für die einzelnen Tage ist die Größe der Fläche mit  $> 0,5$  Zoll Niederschlag in  $\text{km}^2$  und die Gesamtmenge der gefallenen Niederschläge in  $\text{km}^3$  in Tabellen angegeben. Im allgemeinen ergab sich folgendes: Der Regen beginnt im Küstengebiet oft schon, wenn das Sturmgebiet noch 200 bis 300 Meilen von der Küste entfernt ist. Das Regengebiet ist im allgemeinen weiter nach rechts als nach links von der Sturmbahn ausgedehnt. Es treten zwei getrennte Gebiete mit Starkregen auf, von denen eines nahe der Sturmbahn und das andere weiter rechts davon liegt. Die Auflösung des Sturmgebietes ist gewöhnlich mit einer Divergenz dieser beiden Regengebiete verbunden, wobei das eine entlang der nördlichen Madrasküste und das andere nach Norden quer durch die westliche Hälfte der Halbinsel sich bewegt. *F. Steinhauser.*

**B. I. Isvekoff.** Eddy diffusion and the diurnal change of humidity. *Trans. Centr. Geophys. Obs.* [russ.] 1935, S. 46—51, Nr. 4. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Die vorliegende Arbeit bringt eine Erklärung des täglichen Ganges der Feuchtigkeit mit je zwei Maximis und Minimis. Dieser tägliche Gang wird bekanntlich während einer Periode beginnender Turbulenz beobachtet und findet seine Erklärung in einer Durchmischung niedrigerer feuchter Luftmassen mit den höheren trockenen, die während des Nachmittags besonders stark ist. Eine Lösung für die Gleichung der turbulenten Diffusion wird gegeben mit einem Turbulenzkoeffizienten, der abhängig von der Höhe und wesentlich periodisch ist. Die Lösung ergibt sich durch Bessel-Funktionen nicht-ganzzahliger Ordnung. Die Integrationskonstante wird bestimmt durch die Randbedingungen der Feuchtigkeit und Verdampfung nahe der Erdoberfläche. (Zusammenf. d. Verf.) *Riewe.*



Observations made in the Highest Stratosphere Flight. Nature 141, 270—274, 1938, Nr. 3563. Bericht über die Ergebnisse des Stratosphärenfluges mit dem Ballon „Explorer II“ am 11. November 1935. Mittels zehn „Ultrastrahlungs-teleskopen“ („cosmic ray telescopes“) mit insgesamt 210 Zählrohren wird die Höhenverteilung der Strahlung aus Richtungen von 0, 30, 60, 80 und 90° Zenitdistanz bis zu 22 km Höhe verfolgt. Die Verteilung der aus dem Zenit kommenden Strahlung in Abhängigkeit vom Wasseräquivalent des über dem Beobachtungspunkt liegenden Atmosphärenrestes zeigt ein deutliches Maximum bei etwa 1 m Wasseräquivalent, ein Beweis, daß der Hauptteil der Strahlung sekundärer Natur sein muß. Bei etwa 1,4 m ist ein zweites, schwächeres Maximum angedeutet, für das noch keine Erklärung gegeben werden kann. Bei 30 und 60° Zenitdistanz sind die Maxima schwächer angedeutet, bei 80 und 90° kaum mehr erkennbar. Die Gesamtintensität nimmt mit zunehmender Zenitdistanz deutlich ab. Studien von Bahnspuren in photographischen Platten ergeben, daß bei  $\frac{1}{2}$  m Wasseräquivalent ein beträchtlicher Prozentsatz der Ultrastrahlung aus Neutronen bestehen muß. Die Höhenverteilung des atmosphärischen Ozons ergibt sich bei den Messungen wesentlich verschieden von den sonst gefundenen Kurven. Das Ozon scheint hiernach in einer relativ dünnen Schicht in etwa 22 km Höhe zusammengedrängt zu sein. Über die Leitfähigkeitsmessungen vgl. O. H. Gish und K. L. Sherman, diese Ber. S. 1026. Zwei Luftproben auf 21,5 km Höhe enthielten 20,895 % Sauerstoff und 0,029 % Kohlensäure. Ob der Unterschied zum Sauerstoffgehalt am Boden (20,945 %) reell ist, erscheint fraglich. Durch Abwerfen von Nährbodenplatten, die einige Zeit nach dem Abwerfen exponiert und an der Stratosphärengrenze wieder automatisch geschlossen werden, wird der Bakteriengehalt der Stratosphäre untersucht. Das Vorhandensein von Bakterien wird bewiesen; einige Arten können identifiziert werden.

H. Israel-Köhler.

F. Krüger. Nächtliche Wärmehaushaltsmessungen an der Oberfläche einer grasbewachsenen Ebene. Wiss. Abh. D. Reichsanst. f. Wetterdienst 3, Nr. 10, 14 S., 1937. In Nächten mit Bodentemperaturen nahe oder unter dem Taupunkt wird mit Pyrgeometern nach Ångström und Falckenberg die effektive Ausstrahlung der grasbewachsenen Erdoberfläche (eines Truppenübungsplatzes bei Rostock) mit einer Woodschen Metallplatte nach Falckenberg der Wärmeleitungsstrom des Erdbodens und die Temperaturen der Erdoberfläche bzw. der ausstrahlenden Schicht und der Meßstelle thermoelektrisch gemessen; desgleichen werden die Feuchtigkeit und die Windverhältnisse beobachtet. Die mitunter beträchtliche Kondensationswärme wird nur rechnerisch nach Formeln von Ångström und Albrecht bestimmt und der Restbetrag ( $R$ ) bei der Aufstellung der Energiebilanz in üblicher Weise als Warm- oder Kaltluftadvektion in horizontaler und vertikaler Richtung gedeutet.  $R$  ist fast stets nicht zu vernachlässigen, was durch die meist turbulente Windströmung sowie durch die Inhomogenität des Geländes (Wald) erklärlich wird. Nur bei sehr weiten Schneefeldern kann in unseren Breiten der horizontale Energietransport durch Advektion vernachlässigbar werden. Der Vergleich der gemessenen effektiven Ausstrahlung mit der nach Ångströms Formel berechneten zeigt meist bemerkenswerte Unterschiede (zwischen  $-40$  bis  $+4\%$ ) im Mittel:  $-17\%$ , weshalb der Verf. mit Recht der Bestimmung der effektiven Ausstrahlung durch direkte Messung den Vorzug gibt. In den Beobachtungsmethoden und theoretischen Betrachtungen sowie im Instrumentarium schließt sich der Verf. vielfach eng an G. Falckenberg an und bestätigt in vieler Hinsicht dessen frühere Ergebnisse.

K. Feussner.

**W. Mörikofer.** Einiges über Abkühlungsgröße. S.-A. Sammelwerk Mladějovsky 15, 334—349, 1935. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Nach einer kurzen Erklärung der Definition der sog. „Physikalischen Abkühlungsgröße“ (= AG.) und ihrer Messung vor allem mit der Davoser Frigorimeterkugel nach Dorno und Thilenius wird auf die biologische Bedeutung derselben eingegangen. Es wird hervorgehoben, daß der menschliche Körper bei wachsender Abkühlung durch Verringerung der Wärmeabgabe, nicht — wie das Frigorimeter — durch Vermehrung der Wärmeproduktion reagiert. Bei hohen AG.-Werten sei nach medizinischer Ansicht die Bereitschaft für Erkältungskrankheiten größer, insbesondere bei schnellen Änderungen der AG. Es werden für mehrere Orte in der Schweiz und in Deutschland Tabellen für die mittleren monatlichen und jährlichen AG. sowie ihre Häufigkeiten in einzelnen Stufen während des sog. Krankheitstages und ihre interdiurne Veränderlichkeit gegeben (in Ermangelung von Werten für die stündliche oder viertelstündliche Veränderlichkeit). Als erste Orientierung wird eine neue Klassifikation vorgeschlagen, nach der nur Werte der AG. von 5 bis  $15 \text{ mgcal/cm}^2 \cdot \text{sec}$  (= 0,3 bis  $0,9 \text{ gcal/cm}^2 \cdot \text{min}$ ) als „angenehm“ bezeichnet werden. Die Begriffe von Schon- und Reizklima will der Verf. nicht einseitig nach den thermischen Faktoren der AG. definiert wissen, weil zweifellos auch andere starke Reizwirkungen auf den menschlichen Organismus besonders in höheren Lagen einwirken. Da die AG. mit zunehmender Windgeschwindigkeit schnell anwächst, weisen die errechneten Tabellen dem Davoser Klima einen sehr günstigen Platz an, worin wiederum das bekannte vorteilhafte Zusammenwirken von Sonnenstrahlung, vor allem mit dem sehr weitgehenden Windschutz besonders in den Wintermonaten für einige begünstigte Alpenhöchtäler, z. B. Davos, zum Ausdruck kommt; dadurch würde bei Davoser Tuberkuloseheilkuren die Gefahr von Erkältungskrankheiten stark vermindert.

*K. Feussner.*

**W. Piersig.** Gewittertätigkeit und Hagelwetter in Südbayern am 27. Juli 1936. Meteorol. ZS. 55, 48—54, 1938, Nr. 2. (München.) Die Gewittertätigkeit wurde durch einen Vorstoß kühler maritimer Luftmassen in ein Gebiet starker Erwärmung eingeleitet. Aerologische Aufstiege zeigten feuchtlabile Zustände in verschiedenen Höhenstufen. Der Kaltlufteinbruch war auf die unterste Atmosphärenschicht beschränkt. Dem eigentlichen Frontgewitter gingen lokale Wärmegewitter voran. Die Analyse der Niederschlagsverteilung zeigte eine schmale Zone starker Niederschlagstätigkeit auf, die etwas nördlich der Linie liegt, wo die vorhergehenden Wärmegewitter zum Stillstand oder Zerfall gekommen waren. Darin wird ein ursächlicher Zusammenhang in dem Sinne gesehen, daß in diesen Gebieten die Vorbedingungen zur Auslösung eines Wärmegewitters nicht mehr ausreichen, wohl aber eine Art „Bereitschaftszustand“ hierzu zurückließen. Damit hängt es auch zusammen, daß nur in diesen Gebieten Starkregen beobachtet wurden. Im allgemeinen wurden die Gebiete mit vorhergehenden Wärmegewittern vom Hauptgewitter mehr oder minder gemieden. Die mit dem Frontgewitter verbundenen außerordentlichen Hagelschläge erstreckten sich über einen langen, 5 bis 15 km breiten Streifen im Bereich der Zone größerer Niederschlagsmengen und scheinen ihrem Entstehen nach auf dieselbe Ursache zurückzuführen zu sein wie diese. Die als Voraussetzung für Hagelbildung nötigen kräftigen aufwärts gerichteten Luftbewegungen waren durch das stürmische Einbrechen der Kaltluft veranlaßt.

*F. Steinhauser.*

## Geophysikalische Berichte

Professor Dr. Karl Fischer zum 70. Geburtstag (11. März 1938). Meteorol. ZS. 55, 98, 1938, Nr. 3. *Dede.*

R. Süring. Nachruf auf Julius Maurer. Meteorol. ZS. 55, 98—99, 1938, Nr. 3. *Dede.*

Friedrich Lauscher. Nachruf auf Walter Ernst Bernheimer. Meteorol. ZS. 55, 99—100, 1938, Nr. 3. (Wien.) *Dede.*

Axel Lindblad and David Malmqvist. A new static gravity meter and its use for ore prospecting. Ing. Vetensk. Acad. Stockholm, Handlingar Nr. 146, 52 S., 1938. Die Empfindlichkeit, die von einem Gravimeter verlangt werden muß, wenn es für die Aufsuchung von Erzeinlagerungen verwendbar sein soll, wird an Hand theoretischer Profile abgeleitet. Diese Berechnungen schließen sich an die von K. Jung ermittelten Schwerkraftswirkungen zweidimensionaler Masseneinlagerungen an. Sie werden hier in dem 1. Kapitel auf eine Reihe von Sonderfällen ausgedehnt und durch gute Kurvendarstellungen und Tabellen ausführlich zugänglich gemacht. In dem 2. Kapitel werden alle wesentlichen technischen und konstruktiven Einzelheiten des neuen Gravimeters geschildert. Die durch die Schwerkraftsdifferenzen verursachte vertikale Verlagerung einer mit Federn aufgehängten Masse ist auf dem Umweg über eine elektrische Verstärkeranordnung durch Kapazitätsänderungen sehr empfindlich nachweisbar. Eichung, Nullpunktskonstanz, Skalenwertbestimmung usw. werden eingehend erörtert. Der für Geländemessungen gebaute Apparat wiegt 25 kg. Kapitel 3 enthält 7 Meßbeispiele aus der praktischen Anwendung bei der Aufsuchung von Erzlagerstätten mit jeweils ausführlichen Kurvendarstellungen, Meßdaten, Profilen und Fehlerbetrachtungen. Bei 10 bis 15 Meßdaten pro Tag und mehrfacher Wiederholung betrug der mittlere Fehler der Station bei Geländemessungen nur etwa 0,1 mgal. Für Laboratoriumsmessungen wird 0,01 mgal als erreichbare Genauigkeitsgrenze angegeben. *Schmerwitz.*

St. v. Thyssen. Ein neues piezoelektrisches Vertikalseismometer. ZS. f. Geophys. 14, 11—14, 1938, Nr. 1/2. Die Schwierigkeiten, die sich bisher der Verwendung von Seignettesalz für piezoelektrische Seismometer entgegenstellten, treten bei zweckmäßiger Verwendung der im Handel befindlichen lamellenförmigen Seignettesalzkristallbieger nicht mehr auf. Das zeigt die kurze Beschreibung eines hiermit konstruierten Vertikalseismometers und die Wiedergabe der Registrierung einer Sprengung. Das Seismometer wiegt nur 0,3 kg. Es ist in bezug auf seine Widerstandsfähigkeit gegen Feuchtigkeit und Überbeanspruchungen bei Feldarbeiten erprobt worden. *Schmerwitz.*

G. Krumbach. Über die Verwendung langperiodischer Seismometer. ZS. f. Geophys. 14, 14—20, 1938, Nr. 1/2. (Jena.) Es wird auf Grund einer theoretischen Betrachtung der Vergrößerungsfunktion gezeigt, daß die Aufzeichnung längerer Wellen bei kurzperiodischen Instrumenten gegenüber langperiodischen Seismometern eine zu geringe Empfindlichkeit besitzt. Aus diesem Grund wurde in Jena ein langperiodisches 200 kg-Seismometer neu aufgestellt. Es werden ausführliche Schilderungen der konstruktiven Einzelheiten und technischen Verbesserungen teils an Hand von Abbildungen gegeben. *Schmerwitz.*

Marcel J. E. Golay. A Differential Hot Wire Gaseous Flow Meter. Rev. Scient. Instr. 9, 55—57, 1938, Nr. 2. (Signal Corps Lab. Fort Monmouth, N. J.) Bei der einfachsten Form des Hitzdrahtanemometers besteht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Stromstärke und Windgeschwindigkeit. In der vor-



liegenden Arbeit wird eine Anordnung angegeben, die aus zwei in Strömungsrichtung hintereinander liegenden Hitzdrähten besteht, deren Temperaturdifferenz in einem gewissen Bereich der Windgeschwindigkeit proportional ist. *H. Schlichting.*

**Bruno Schulz.** Eine wissenschaftliche Beobachtungsstation auf dem arktischen Treibeis 1937/38. Ann. d. Hydrogr. 66, 121—126, 1938, Nr. 3. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Nach einer historischen Übersicht über frühere Driften im Polargebiet wird über die Drift der letzten russischen Expedition berichtet, die am 21. Mai 1937, bestehend aus 4 Mann, 20 km jenseits des Poles von Flugzeugen auf einer Eisscholle ausgesetzt worden war und auf dieser entlang der Ostküste von Grönland bis zum 18. Februar 1938 bis 73° Breite driftete. Die Geschwindigkeit betrug im Polarbecken 2 bis 4 Seemeilen, stieg gegen die grönländische Nordostküste hin auf 5 bis 6 Seemeilen (November und Dezember) und längs der Ostküste weiter auf 9 Seemeilen im Januar und 15 Seemeilen pro Tag im Februar. In Polnähe wurde eine Tiefe von 4290 m gelotet. Die Temperatur schwankte dort von Juni bis August zwischen  $-6$  und  $+2^{\circ}$ . Als tiefste Temperatur wurde im Oktober  $-36^{\circ}$  beobachtet. *F. Steinhauser.*

**Gerhard Fritz.** Totalisatoruntersuchungen auf dem Brocken. Meteorol. ZS. 55, 113—114, 1938, Nr. 3. (Dortmund.) Für Vergleichszwecke wurden auf dem Brocken neben dem Hellmannschen Gebirgsregenmesser (500 cm<sup>2</sup> Auffangfläche) je zwei Niederschlagssammler nach Haase und nach Haeuser (200 und 500 cm<sup>2</sup> Auffangfläche) zwei Jahre lang in Betrieb genommen. Die Apparate hatten keinen Windschutz. In den Sommermonaten zeigten sich keine wesentlichen, in den Wintermonaten dagegen ziemlich beträchtliche Unterschiede gegenüber den viermal täglichen Messungen mit dem Hellmannschen Gerät. Das Haasesche Modell mit einem zylindrischen oberen Teil wurde von den Nebelfrostablagerungen weniger beeinflusst als das Haeusersche Modell mit konisch ausgebildetem oberen Teil. Der Verf. glaubt, daß an nebel- und windreichen Punkten Niederschlagsmessungen mittels Totalisatoren keine brauchbaren Werte ergeben. *F. Steinhauser.*

**O. Gabran.** Verfahren zur Abscheidung von Aerosolen aus Schnee und Hagel. Meteorol. ZS. 55, 112—113, 1938, Nr. 3. (Alswiki, Lettland.) Die in Schnee und Eis enthaltenen Staubteilchen kolloidaler Feinheit können dadurch bequem abgeschieden werden, daß man den in ein Glasgefäß gesammelten reinen Schnee mit reinem Petroleum unter 0° bis zum Bedecken übergießt und schmelzen läßt. Dann setzen sich an der Berührungsfläche zwischen Wasser und Petroleum die gesamten Aerosole in einem spinnwebenähnlichen grauen Schleier ab, der sich mit einem an einem Stäbchen befestigten Wattebausch leicht als graue Masse herausnehmen läßt. *F. Steinhauser.*

**José Isaac Corral.** Ecuaciones diferenciales de la rotación terrestre. (Differentialgleichungen der Erddrehung.) Bol. Obs. Nac. (3) 2, 121—157, 1937, Nr. 2. (Orig. spanisch.) *Dede.*

**G. Kirsch.** Der Mechanismus der geologischen Polwanderungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 111—112, 1937, Nr. 3. (Wien.) Aus der Theorie der zeitweisen Bildung geschmolzener Zonen im Erdinnern werden zwei Ursachen für Polwanderungen abgeleitet: 1. Der Rotationspol muß jeder aus den Kontinentverschiebungen sich ergebenden Verlagerung des virtuellen Trägheitspoles (das ist der Trägheitspol, den Erde, Erdkern oder Erdkruste ohne Rotation aufweisen würden) folgen und der durch die Rotation bedingte Abplattungswulst orientiert sich dabei um. 2. Zu der Zeit, wo die Kruste frei auf dem Magma schwimmt, ist

eine resultierende Drehkraft auf die Erdkruste aus den orogenen bzw. die Kontinente verschiebenden Reaktionsdrücken zu erwarten. Die zweite Ursache wirkt nur vorübergehend und schiebt die virtuellen Trägheitspole der Kruste von den Rotationspolen fort, so daß letztere auf der Erdkruste im Perm und Pliozän-Quartär eine offene Schleife beschreiben. Dabei weicht der Rotationspol nach der Richtung aus, nach der die Magmaströmungen unter der Kruste den geringsten Widerstand finden.

*F. Steinhäuser.*

**K. Ledersteger.** Polbahn und primäres  $z$ -Glieder. ZS. f. Geophys. 14, 1—11, 1938, Nr. 1/2. (Wien.) Da der Einfluß des Kimuragliedes auf die berechneten Polbahnen durch lokale Breitenschwankungen der einzelnen Stationen bestimmt ist, können scheinbare Polbahnen vorgetäuscht werden. Eine Anwendung des Ausgleichungsverfahrens auf die Berechnung der Polschwankungen kann nur dann zu unverfälschten Werten führen, wenn die Beobachtungen von mehr als drei Stationen herangezogen werden. Hierfür wird ein neues Berechnungsverfahren abgeleitet und eingehend begründet. Für den Zeitraum 1919 bis 1931, in dem bisher nur die Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah zugrunde gelegt wurden, sind neue Berechnungen in Angriff genommen worden.

*Schmerwitz.*

**Jean Xanthakis.** Sur la variation d'azimut de la ligne des mires méridiennes à l'Observatoire de Strasbourg. C. R. 206, 171—172, 1938, Nr. 3. Nach Anbringung einiger Korrekturen wird für das Azimut der Straßburger Meridian-Mire auf Grund von Beobachtungen von 1931 bis 1935 gefunden, daß die Schwankungen zwei Maxima im Juli und Januar und zwei Minima im April und Oktober aufweisen. Die Störungen sind im Sommer größer als im Winter. Die analytisch und graphisch dargestellten Schwankungen werden durch die Summe zweier Einflüsse erklärt, von denen der eine proportional dem Sinus des Winkels der Sonnenstrahlen mit der Meridianfläche, der andere proportional zur Lufttemperatur ist.

*Schmerwitz.*

**Oscar G. Fryer.** Radioactivity of Air, Water, Cave and Soil Gases. Phys. Rev. (2) 53, 325, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht; Drury Coll.) Mit einem speziell für den Feldgebrauch geeigneten Emanationselektroskop werden Emanationsmessungen in Höhlen- und Quellgasen in Ozark, Wichita, Arbuckle-Mountains of Arkansas, Oklahoma und im Kalksteingürtel von Indiana — hier auch an Frei- und Bodenluft — ausgeführt. Regen beeinflusst den Emanationsgehalt der Quellen in verschieden starkem Maße, der Luftdruck hat keinen Einfluß. Im Kalksteingebiet wird relativ hohe, mit der Tiefe zunehmende Bodenemanation gefunden; sie entstammt jedoch nicht dem Kalkstein (Kalksteinhöhlen sind inaktiv), sondern dem überdeckenden Boden. Bei langen Regenfällen nimmt sie ab; Luftdruckvariation soll ohne Einfluß sein. Zahlenangaben fehlen.

*H. Israël-Köhler.*

**Ph. H. Kuenen.** Geochemistry and the total amount of sediments. Proc. Amsterdam 41, 302—303, 1938, Nr. 3. Vorwiegend geologische Betrachtung über Entstehung und Abschätzung des Gesamtbetrages der Sedimente auf der Erde.

*Schmerwitz.*

**Arthur Bramley.** Estimates of Age of the Planet from Isotope Ratios. Phys. Rev. (2) 53, 323, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Wash.) Aus dem jetzigen Isotopenverhältnis von  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{40}\text{K}$ , die beide, aber verschieden stark, Ar bilden, ergibt sich, daß sie vor  $2 \cdot 10^{10}$  Jahren im Gleichgewicht zueinander standen. Das stimmt auch mit dem Verhältnis von Ar und Ca überein, wenn man voraussetzt, die Erdatmosphäre sei vor  $10^{10}$  Jahren heißer als  $7 \cdot 10^{30}$  gewesen.

*Riewe.*

**Pierre Lejay et Chang Hung Chi.** Carte gravimétrique du sud de la Chine. C. R. 206, 799—802, 1938, Nr. 11. Fortsetzung der Schweremessungen in Südchina. Die Schwereanomalien von Südchina sind in einer Karte zusammengestellt. *H. Israël-Köhler.*

**Karl Jung.** Über vollständig isostatische Reduktion. ZS. f. Geophys. 14, 27—44, 1938, Nr. 1/2. (Geodät. Inst. Potsdam.) Die Bruns-Bowie-Reduktion der Schwerkraftsmessungen kann auch bei den heutigen Kenntnissen über die Lage des Geoids nicht immer als zuverlässig angesehen werden. Außer dieser Niveaureduktion muß auch die Massenreduktion einwandfreier durchgeführt werden, um vollständig isostatische Reduktionen zu erhalten. Erst dann können sichere Schlüsse aus den übrigbleibenden Anomalien auf Zusammenhänge mit dem Großaufbau der Erdoberfläche gezogen werden. Neuere Messungen großer Schwerezunahmen beim Übergang vom Kontinent zum Ozean und die Geoidbestimmungen von Hirvonen gaben den Anlaß, statt der bisher benutzten einfachen isostatischen Reduktion, eine genauere Methode auszuarbeiten. Hierbei wird eine Kompensationsmasse nicht mehr nur in vertikaler Richtung verschoben, sondern auch in bestimmter Weise seitlich verteilt. Für diese vollständige isostatische Reduktion werden die mathematischen Ableitungen gegeben und auf einige Schwereprofile von Vening-Meinesz angewendet. Hierdurch wird die Überschwere der Ozeane noch weiter verstärkt; die großen lokalen Anomalien werden jedoch nur wenig beeinflusst. *Schmerwitz.*

**Joseph Larmor.** Distorted Mountain Strata in Relation to Final Isostasy. Nature 141, 603, 1938, Nr. 3570. (Holywood, N. Ireland.) Kurze Darstellung über Isostasie und Gebirgsbildung. *Schmerwitz.*

**Raoul Goudey.** Mesures de l'intensité de la pesanteur en France pendant l'année 1934. C. R. 206, 100—102, 1938, Nr. 2. Mit einem Gravimeter von Holweck wurden 1934 mit Hilfe von vier Basisstationen 57 Schwerkraftstationen vermessen. Die Werte sind in Tabellen einschließlich genauer Lageangaben, Meereshöhen, Bouguer-Korrekturen und topographischer Korrekturen zusammengestellt. *Schmerwitz.*

**Karl Stoye.** Stengeleis. Meteorol. ZS. 55, 113, 1938, Nr. 3. (Quedlinburg a. H.) Verf. verweist auf eine frühere Veröffentlichung, wo nach Beobachtungen am Brocken gezeigt wurde, daß Stengeleis keine seltene Bodeneisform ist und daß es bei Bodenbewegungen eine sehr bedeutende Rolle spielen kann. *F. Steinhauser.*

**Sir George Simpson.** Ice Ages. Nature 141, 591—598, 1938, Nr. 3570. *Dede.*

**Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe.** Sudden Magnetic Variations Observed on the Volcano Asamayama. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 62—64, 1937, Nr. 3. (Inst. Phys. Chem. Res.) Mitteilung über einige magnetische Störungen, die von dem Magnetograph in der Nähe des Vulkans registriert wurden. Anschließend folgen kurze allgemeine vulkanologische Erläuterungen. *Schmerwitz.*

**Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe.** Magnetic Variation during an Explosion of Asamayama and its Mechanism. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 251—256, 1937, Nr. 7. (Inst. Phys. Chem. Res.) Anlaßlich eines sehr heftigen Ausbruches wurden von dem in der Nähe aufgestellten Magnetograph die bisher größten Störungen aufgezeichnet. Anschließend an dieses Ereignis wird versucht, den Mechanismus der Ausbruchstätigkeit abzuleiten. Es folgen dann weitere Erörterungen über Bodenerschütterungen, Bodenrinnungen und die Rolle des Wassers bei der Explosion. *Schmerwitz.*



**Takesi Nagata.** Some Physical Properties of the Lava of Volcanoes Asama and Mihara. I. Electric Conductivity and its Temperature-Coefficient. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 663—673, 1937, Nr. 3. Zur Erklärung der Störungen des Erdmagnetismus und des Erdstromes, die bei Vulkanausbrüchen beobachtet werden, ist genaue Kenntnis der elektrischen und magnetischen Eigenschaften der vulkanischen Laven notwendig. Die Arbeit berichtet zunächst über Messungen der elektrischen Leitfähigkeit  $\varrho$  von Asama-Lava und Mihara-Lava (Japan) zwischen 300 und 1250° C. Bei amorphem Zustand der Lava stehen  $\log \varrho$  und  $1/T$  in linearer Beziehung. Die jeweilig erste Heizung der pulverisierten Proben zeigt in dieser Relation eine Unstetigkeit bei 1130° C (Schmelzbeginn einiger Bestandteile?). Infolge des Widerstandssprunges zwischen umgebendem Fels und einem Eruptionskanal sind Erdstromveränderungen in der näheren Umgebung des Kanals wahrscheinlich; ihre Größe wird abgeschätzt. Zwischen spezifischem elektrischem Widerstand  $w$  und Viskosität  $\eta$  der Lava besteht die Beziehung  $w = C \cdot \eta$ .  
*H. Israël-Köhler.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** On the Free Vibrations of a Surface Layer due to an Obliquely Incident Disturbance. Bull. Earthqu. Res. Inst. 15, 377—384, 1937, Nr. 2. Die freien Schwingungen einer Oberflächenschicht wurden bisher theoretisch für den Fall durchgerechnet, daß die erregenden Wellen senkrecht einfallen. Bei schrägem Einfall lassen sich nur für horizontal orientierte Transversalwellen relativ einfache Bestimmungen durchführen. Ableitungen für die übrigen Fälle werden hier im Anschluß an frühere Rechnungen von Nishimura kurz skizziert.  
*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** On the Elastic Deformation of a Stratified Body Subjected to Vertical Surface Loads. Bull. Earthqu. Res. Inst. 15, 359—369, 1937, Nr. 2. Entgegen dem Kriterium von Terazawa, nachdem Oberflächenschichtungen bei Belastung nur vertikale Deformationen aufweisen können, welche nach unten gerichtet sind, wurde von anderer Seite vermutet, daß auch unter gewissen Bedingungen stellenweise Deformationen in entgegengesetzter Richtung auftreten können. Dieses Problem wird hier in allgemeiner Form auf der Grundlage der Elastizitätstheorie eingehend erneut durchgerechnet. Das Ergebnis der Rechnungen bestätigt die Anschauung von Terazawa.  
*Schmerwitz.*

**Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama.** The Vibration due to Obliquely Incident Waves of a Surface Stratum Adhering Closely to the Subjacent Medium, and the Properties of its Resonance Condition. Bull. Earthqu. Res. Inst. 15, 394—440, 1937, Nr. 2. Unter Verwertung der Ergebnisse früherer Arbeiten, in denen bereits die wesentlichen Teile der Theorie der Schichtschwingungen entwickelt wurden, werden die Lösungen für praktische Berechnungen vorbereitet. Den Anlaß gaben Untersuchungen der Untergrundverhältnisse des Stadtteils Marunouti von Tokio. Für die Rechnungen vorausgesetzt wird eine Oberflächenschichtdicke  $H$ , die durch eine unter 45° einfallende Longitudinalwelle der Wellenlänge  $L$  in erzwungene Schwingungen versetzt wird. Das Verhältnis der Starrheitskoeffizienten der oberen zur unteren Schicht soll 1 : 10 sein. Die elliptischen Schwingungsbewegungen der Begrenzungsflächen werden für verschiedene Verhältnisse  $H/L$  berechnet und in 120 einzelnen Figuren wiedergegeben. Im 2. Kapitel werden die Resonanzfälle der Schichteigenschwingung näher durchgerechnet. Die Grundschwingungsdauer der horizontalen Komponente ergibt sich länger als die der vertikalen. Die Resonanzschwingungen sind in beiden Richtungen nicht konstant, sondern hängen

von dem Einfallswinkel der primären Welle ab. In Anwendung der Theorie wird für den alluvialen Untergrund des Stadtteils Marunouti eine Geschwindigkeit der Longitudinalwellen von 510 m/sec berechnet. *Schmerwitz.*

**Harlan True Stetson.** Correlation of frequencies of seismic disturbances with the hour angle of the moon. *Proc. Amer. Phil. Soc.* 78, 411—424, 1937, Nr. 2. (*Cosmic Terr. Res. Massachusetts Inst. Technol.*) Für etwa 2000 größere Erdbeben werden die Stundenwinkel des Mondes in bezug auf das jeweilige Epizentrum ermittelt. Aus den Mittelwerten der stark schwankenden Verteilung der Punkte lassen sich zwei Maxima ableiten, die etwa zwölf Stunden Abstand voneinander besitzen. Mehr Bedeutung wird einer Zusammenfassung von 150 Tieferdbeben (unter 100 km) beigelegt. Die Häufigkeitsverteilung dieser Ereignisse läßt sich mit einer Sinuskurve der horizontalen Gezeitenkräfte im Epizentrum in Beziehung bringen, in der die Maxima der horizontalen Gezeitenkomponente mit denen der Bebenitätigkeit zusammenfallen. *Schmerwitz.*

**I. G. Popescu-Cernaui.** Sur le problème de la séismicité en Roumanie. *C. R. Acad. Roum.* 2, 182—189, 1938, Nr. 2. In Ermangelung eines Erdbebenstationsdienstes wird versucht, aus den verschiedenen makroseismischen, teils historischen, teils neuzeitlichen Daten über die Erdbebenitätigkeit in Rumänien ein übersichtliches Bild zu geben. Die Hauptepizentralgebiete sind in einer kleinen Karte verzeichnet. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa und Kiyoshi Kanai.** The Same Stationary Vibration of an Origin Accompanying Different Types of Disturbances Therefrom. *Bull. Earthqu. Res. Inst.* 15, 370—376, 1937, Nr. 2. Die Ableitung der Resonanzschwingungen, die an der Oberfläche einer kugelförmigen Höhlung entstehen können, wurde bisher nur für den Fall gegeben, daß Normalkräfte auf die Oberfläche wirken. Hier werden die Betrachtungen dahin erweitert, daß die Oberfläche periodischen Scherungskräften ausgesetzt ist. Die Rechnungen führen zu dem Ergebnis, daß die Resonanzfrequenzen und die ausgestrahlten Wellen in beiden Fällen weitgehend übereinstimmen. *Schmerwitz.*

**A. J. Leckie.** Luftelektrische Messungen am Bosschalaboratorium der Technischen Hochschule in Bandoeng, Java. *Gerlands Beitr.* 52, 280—333, 1938, Nr. 3/4. Bearbeitung von einjährigen (1. 8. 1935 bis 1. 8. 1936) gleichzeitigen Registrierungen von Potentialgefälle, Leitfähigkeit, Kleinionen und Langevinionen und mehrmonatlichen Messungen der Schweidlerschen Verswindungskonstante in Bandoeng (6° 57' südl. Breite, 107.5° östl. Länge, 2000 m über NN). Das Potentialgefälle wurde mittels Benndorf-Elektrometer, die Leitfähigkeit mit automatisch arbeitendem Wulf-Elektrometer, die Klein- und Großionenzahl mit geeigneten Ionenaspiratoren ( $k_g = 0,5$  bzw.  $0.00015 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ ) und photographisch registriertem Quadrant- bzw. Compton-Elektrometer aufgezeichnet. Einige Ionenregistrierungen sind im Bild wiedergegeben. — Die mittleren Tagesgänge der vier genannten Elemente sind doppelperiodisch und zeigen erwartungsgemäß die Haupt- und Nebenextreme zu den gleichen Zeiten. Potentialgefälle und Großionenzahl variieren gleichsinnig, ebenso Leitfähigkeit und Kleinionenzahl, beide Gruppen gegensinnig zueinander. Die Gänge zeigen nur geringe Änderungen während des ganzen Jahres. Eine ausführliche Extensotabelle enthält, nach Monaten geordnet, die Stundenmittel der einzelnen Elemente. — Das Potentialgefälle besitzt ein Hauptmaximum (-minimum) gegen 8 (3) Uhr vormittags, ein wesentlich schwächer ausgeprägtes sekundäres Maximum (Minimum) gegen 6 bis 7 (1 bis 2) Uhr nachmittags (Ortszeit). Die sekundären Extreme sind im (feuchten) W-Monsun stärker ausgeprägt als im

(trockenen) *E*-Monsun (April bis September), bei dem sie mitunter ganz verschwinden. Eine Zerlegung in weltzeitlichen und örtlichen Anteil (nach Brown, Terr. Magn. 1935, S. 414) ergibt, daß der Tagesgang in Bandoeng näherungsweise als rein lokal bedingt anzusehen ist; er läßt sich befriedigend erklären aus den täglichen Gängen des Leitvermögens und der Raumladung, die ihrerseits überzeugend aus den örtlichen Bedingungen und dem meteorologischen Tagesgeschehen abzuleiten sind. — Zur Untersuchung der Ionisierungsbilanz für Bandoeng wurden in den Monaten Mai bis August 1936 45 Messungen der Verschwindungskonstante  $\beta$  und der Ionisierungsstärke  $q$  ausgeführt und die Beziehungen zwischen Lebensdauer der Kleinionen, Kernzahl usw. untersucht.  $\beta$  ist annähernd proportional der Kernzahl. Die Wiedervereinigungskoeffizienten sind nur angenähert als Konstanten zu betrachten. Zum Schluß werden die verschiedenen Bilanzgleichungen und der tägliche Gang der Ionisierungsstärke kurz diskutiert. — Mittelwerte der luftelektrischen Größen für Bandoeng: Potentialgefälle = 86 Volt/m;  $\lambda^+ = 1,36 \cdot 10^{-4}$ ,  $\lambda^- = 1,30 \cdot 10^{-4}$ ;  $n^+ = 602$ ,  $n^- = 558$ ;  $N^+ = 2500$ ,  $N^- = 2210$ ; Raumladung  $e = 0,16$  Ccs/m<sup>3</sup>; Lebensdauer  $\vartheta^+ = 92$  sec,  $\vartheta^- = 82$  sec;  $q^+ = 5,60$  J,  $q^- = 5,75$  J.

H. Israël-Köhler.

J. Clay and L. J. L. Dey. The ionisation balance in the atmosphere and the amount of radium emanation. *Physica* 5, 125—128, 1938, Nr. 3. (Natuurk. Lab. Univ. Amsterdam.) Registrierungen des Emanationsgehaltes der Atmosphäre in Amsterdam ergeben in Bodennähe einen mittleren Wert von  $2,3 \cdot 10^{-16}$  Curie/cm<sup>3</sup> entsprechend einem Beitrag zur Ionisierungsstärke von 4,5 J mit einer täglichen Variation von etwa 2,25 J. Zusammen mit den Werten für  $\gamma$ -Strahlung des Bodens (1,6 J) und Ultra-Strahlung (1,66 J) ergibt sich somit eine Gesamtionisation von rund 7,8 J, die mit der aus Wiedervereinigungsmessungen abgeleiteten befriedigend übereinstimmt.

H. Israël-Köhler.

Ernst Fendler. Die Raumausbreitung im Grenzbereich zwischen Kurzwellen und quasioptischen Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 30—33, 1938, Nr. 1. Die kürzeste noch reflektionsfähige Welle schwankt je nach Zeit zwischen 16 und 4 m. Die Ursache der Schwankungen ist auf anormale Verdichtungen in der Ionosphäre zurückzuführen. Den Einsatz der Überseeverkehrsmöglichkeiten auf der 10 m-Welle zeigt eine tabellarische Übersicht für die Jahre 1932 bis 1937. Nach amerikanischen Messungen teilt man die Hörbarkeitsgrenze für Ultrakurzwellen ein in Reichweiten bis 150 und 1500 km. Im Bereich der Grenzwellen sind oft Oberschwingungen von außerhalb dieses Bereiches liegenden Kurzwellensendern zu hören, die eigenartige Ausbreitungsbedingungen zeigen, z. B. bessere Hörbarkeit der 1., 2. oder 3. Harmonischen, frühere Hörbarkeit der Oberschwingungen gegenüber der Grundwelle, Verbesserung der Harmonischen-Bedingungen während der Verschlechterung der Grundwellenbedingungen. Daraus lassen sich vielleicht neue Schlüsse auf die jeweiligen Ionosphären-Zustandsänderungen ziehen.

Winckel.

C. B. Feldman. Deviations of short radiowaves from the London-New York great circle path. *Nature* 141, 510—511, 1938, Nr. 3568. (Bell Teleph. Lab. Holmdeln N. J.) Auf der Kurzwellenverbindung England-New York, von Rugby und Davenport nach Holmdeln N. J., wurden bei der Aufnahme mit Mehrfachrichtsteuer-Antennen für Horizontal- und Vertikalcharakteristik die Ausbreitungswege der elektrischen Wellen untersucht und dabei ungewöhnliche Erscheinungen beobachtet. Während des Tages erfolgt die Ausbreitung im wesentlichen ungestört in der Ebene des Großkreises, der Sender und Empfänger enthält. Herrscht auf dem Ausbreitungswege ganz oder teilweise Dunkelheit, so werden u. a. folgende Abweichungen bemerkt. Bei absichtlich nördlicher Heraus-



drechung der Senderichtung treten azimuthal zerstreute, unzusammenhängende Wellenzüge am Empfänger auf, häufig scheint die Ionosphäre verworfen, so daß sie die Wellen seitlich nach dem Empfänger ablenkt. Zuweilen ergeben sich deutlich zwei Ausbreitungswege, deren Übertragungs-Zeitdifferenz bis zu 2,5 msec gemessen wurde. Ionosphärische Stürme ergeben starke Südabweichung der Empfangsrichtung gegenüber dem Großkreis, wahrscheinlich infolge starker Dämpfung im Norden. *Adelsberger.*

**S. Tetelbaum.** Die Untersuchung der Luftionisation an den oberen Atmosphärenschichten. Mem. Phys. Ukrain. (russ.) **6**, 103—140, 1937, Nr. 1/2. (Russ. mit deutsch. Zusammenf.) (Radio Lab. Ind.-Inst. Kiew.) Bericht über Ionosphärenmessungen in Kiew, insbesondere während der Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936. Meßmethode: Echomethode nach Breit und Tuve. Während der Sonnenfinsternis sank die Ionisierungsdichte der *F*-Schicht während etwa einer Stunde um die Zeit der größten Bedeckung (etwa 50 %) um 36 %, ein Beweis für die Bedeutung des Sonnen-Ultraviolett für die Ionisierung der Ionosphäre. — Die *F*-Schicht besteht vorwiegend aus Elektronen; die *E*-Schicht aus Ionen. Die Berechnung ergibt für Sauerstoffatome für 10 Uhr vormittags eine Ionenkonzentration von  $6,5 \cdot 10^9$  Ionen/cm<sup>3</sup> in der *E*-Schicht. (Nach der deutschen Zusammenf.) *H. Israël-Köhler.*

**E. O. Hulburt.** Photoelectric Ionisation in the Ionosphere. Phys. Rev. (2) **53**, 344—351, 1938, Nr. 5. (Naval Res. Lab. Wash.) Nach der Sahaschen Theorie wird für eine extraterrestrische Sonnen-Ultraviolett-Strahlung entsprechend einem Schwarzstrahler von 6000° K das Ionisationsgleichgewicht für die verschiedenen atmosphärischen Gase berechnet. Für 200 km Höhe ergibt sich danach eine ionisierte Schicht mit einer Elektronendichte von  $1,6 \cdot 10^6$ , die vorwiegend durch Sauerstoff-, zu einem kleineren Teil durch Stickstoffionisation entsteht. Diese Schicht dürfte mit der winterlichen *F*<sub>2</sub>-Schicht in mittleren Breiten übereinstimmen. Die Annahme einer Hebung der hohen Atmosphärenschichten bei Sonnenbestrahlung führt zu einer teilweise quantitativen Erklärung der jahreszeitlichen Schwankungen der *F*<sub>2</sub>-Schicht und einer qualitativen Erklärung der *F*<sub>1</sub>-Schicht. Die *E*-Schicht wird durch die Theorie nicht erklärt, weder bezüglich der ionisierenden Strahlung noch bezüglich der vorwiegend betroffenen Gase. Für das Zustandekommen dieser hauptsächlich aus Ionen bestehenden Schicht werden zwei Prozesse angenommen: Primäre Bildung von positiven Ionen und freien Elektronen und sekundäre Bildung von negativen Ionen durch Anlagerung der freien Elektronen an Sauerstoffmoleküle. *H. Israël-Köhler.*

**S. N. Bose und S. R. Khastgir.** Anomale Dielektrizitätskonstante der künstlichen Ionosphäre. Sci. and Cult. **3**, 335—337, 1937. (Dacca, Univ., Physics Dep.) Ausgehend von den theoretischen Betrachtungen von Mitra und Roy werden die Bedingungen abgeleitet, unter denen die Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases kleiner oder größer als 1 ist. Ferner wird gezeigt, daß bei den bisher an einem derartigen Gas ausgeführten Dispersionsmessungen die Versuchsbedingungen solche waren, daß der gefundene anomale Verlauf der Dielektrizitätskonstante durch die Dispersionsformel allein nicht erklärt werden kann. *\*Fuchs.*

**F. Vilbig, B. Beckmann und W. Menzel.** Kurzer Überblick über die wichtigsten Probleme der Ionosphärenforschung. Ebenda **S. 112—115.** Inhalt: 1. Ausbreitung durch Raumwellen. 2. Elektromagnetische Wellen in ionisierten Gasen. 3. Echolotung der Ionosphäre. *Riewe.*

**R. Rivault.** Contribution à l'étude des régions ionisées de la haute atmosphère. 87 S., 1937, Paris, Hermann & Cie. (Actualités scient. et industr. Nr. 547.) Die Arbeit besteht aus drei Teilen. Zuerst wird die Untersuchungsmethode, dann die Theorie der Ionosphäre und zum Schluß das Beobachtungsmaterial nebst Deutung gegeben.

*Riewe.*

**S. S. Banerjee and B. N. Singh.** Effect of longitudinal magnetic field on the refractive index and conductivity of ionized air. Nature 141, 511—512, 1938, Nr. 3568. (Phys. Dep. Coll. Sc. Hindu Univ. Benares.) Verff. berechnen das Quadrat des Brechungsindex und die Leitfähigkeit für ein longitudinales Magnetfeld. Die Versuche mit einer Versuchsanordnung von Mitra und Ghosh (Phys. Ber. 17, 880, 1936) ergaben eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Dispersionsverlauf der außerordentlichen Welle.

*Riewe.*

**W. M. Goodall.** On the ionization of the  $F_2$  region. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 1414—1418, 1937, Nr. 11. (Bell Teleph. Lab. N. J.) Verf. vergleicht Messungen im Osten von Nordamerika (Washington) mit solchen aus Peru (Huankayo, 12° S) und dem Westen von Australien (Watheroo, 30° S). Die für konstante Sonnenaktivität beobachteten jahreszeitlichen Unterschiede können durch verschiedene Wetterbedingungen vorgetäuscht sein.

*Riewe.*

**J. E. Best and J. A. Ratcliffe.** The diurnal variation of the ionospheric absorption of wireless waves. Proc. Phys. Soc. 50, 233—246, 1938, Nr. 2 (Nr. 278). An ruhigen Tagen in der zweiten Hälfte des Jahres 1936 wurde die  $F$ -Schicht untersucht. Die Ergebnisse sind mit Chapmans Theorie der Absorption in der  $E$ -Schicht in Übereinstimmung. Der Rekombinationskoeffizient ist in Höhen über 100 km unabhängig vom Druck und nicht kleiner als  $10^{-8}$ . Die Absorptionsmessungen stimmen mit der Meinung Martyns (Phys. Ber. 16, 1175, 1935) überein, daß die Kollisionsfrequenz der Elektronen bei 90 km Höhe ( $E$ -Schicht)  $10^6 \text{ sec}^{-1}$  beträgt.

*Riewe.*

**F. Vilbig, B. Beckmann und W. Menzel.** Über Vorgänge in der Ionosphäre, die während des Nordlichtausbruches am 25. Januar 1938 in mittleren Breiten (52°) festgestellt wurden. Telegr. Techn. 27, 73—81, 1938, Nr. 3. (Forsch.-Anst. Dt. Reichspost.) Vor Beginn der Leuchterscheinung trat oberhalb der  $F$ -Schicht ein diffuses Reflexionsniveau auf, das sich herabsenkt und die aufsteigende  $F$ -Schicht durchdringt, wobei gleichzeitig eine starke magnetische Störung beobachtet wurde. Nach dieser Durchdringung tritt auch die  $E$ -Schicht auf, die anfangs anormal hoch ( $\sim 200$  km) liegt. Die Schichten werden während der Leuchterscheinung stark geschwächt, erholen sich aber langsam. Kurzwellenempfangs-Beobachtungen zeigen die Ausbreitung der Störung vom Pol her.

*Riewe.*

**T. Kazii, K. Maeda, T. Minohara, Y. Ito, T. Nakamura, M. Iwatake, T. Furuno, Y. Takeda, R. Terae.** Ionospheric measurements during the total solar eclipse of June 19, 1936. Jap. Journ. Astron. Geophys. 14, 219—263, 1938, Nr. 2.

*Riewe.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January 1938. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 379—382, 1938, Nr. 3. (Nat. Bur. of Stand., Wash.)

*Riewe.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., February, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 482—485, 1938, Nr. 4. (Nat. Bur. of Stand. Washington.)

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., March, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 640—643, 1938, Nr. 5. (Nat. Bur. of Stand. Washington.) *Dede.*

**Roger Faillettaz.** Enregistrements d'atmosphériques et prévision des orages. C. R. **206**, 270—271, 1938, Nr. 4. Bericht über erste Ergebnisse von Registrierungen der atmosphärischen Störungen bei kurzen Wellen (180 m) in Trappes im Zusammenhang mit Gewittern. Bei Gewitterfreiheit ist die Zeit zwischen Sonnenauf- und -untergang, abgesehen vom normalen Störspiegel (brouillages radioélectriques ou parasites industriels) störungsfrei; mit Sonnenuntergang setzen die Störungen rasch ein und verschwinden bei Sonnenaufgang ebenso rasch wieder. Gewitter machen sich am Tage auf etwa 200 km, bei Nacht auf etwa 1000 km Entfernung als Störungen bemerkbar. Aus der Registrierung der Störungsstärke in vier verschiedenen Hauptrichtungen wird die Richtung des Störungszentrums (Gewitters) bestimmt. *H. Israël-Köhler.*

**H. Winter.** Sommerliche Westlufteinbrüche und Gewitterhäufigkeit. Meteorol. ZS. **55**, 91—97, 1938, Nr. 3. (Wien.) Von Juni bis August der Jahre 1926 bis 1935 wurden in den österreichischen Nordalpenländern 139 Westlufteinbrüche gezählt. Bei weitem nicht alle waren von Gewitterbildungen begleitet. Die Anzahl der Gewitterfälle bei Westluftvorstößen ist am geringsten in der Donauniederung und am größten im Randgebiet der Nordalpen und auch im Bergland nördlich der Donau. Die jährlichen prozentuellen Gewitterhäufigkeiten bei Westlufteinbrüchen zeigen eine bemerkenswerte Periodizität: Häufigkeitsmaxima 1928 und 1933, Häufigkeitsminima 1926, 1930, 1935. Diese Periodizität konnte nur in der Bereitschaft zu elektrischen Entladungen nachgewiesen werden, während sich in den prozentuellen Häufigkeiten von Regenvorkommen bei Westlufteinbrüchen keine wesentlichen Schwankungen zeigten. Maßgebend für die Auslösung von Gewittern durch Westluftvorstöße ist der Grad der Labilität der Schichtung der Luft vor dem Einbruch. Es zeigte sich, daß bei stärkerer Labilität über München am Vortag des Westlufteinbruches am Folgetag ausgebreitete Gewittertätigkeit, bei geringer Labilität oder bei Stabilität aber nur sehr schwache Gewittertätigkeit in Österreich auftrat. Die Beziehung zwischen Gewitterhäufigkeit und Größe der Labilität bzw. Auslöseenergie ist graphisch dargestellt. Diese Beziehungen haben prognostische Bedeutung. Zwei Fälle, bei denen bei kräftigen Westluftvorstößen überraschend wenig Gewitter in Österreich ausgelöst wurden, werden auf Grund der aerologischen Verhältnisse über München und Wien geklärt. *F. Steinhäuser.*

**W. W. Spangenberg.** Über Blitzzählungen. Meteorol. ZS. **55**, 109—111, 1938, Nr. 3. (Schwerin i. M.) Verf. hat im Jahre 1937 bei allen von ihm beobachteten 22 Gewittern Blitzzählungen in Zeitabschnitten von 5 Minuten vorgenommen. In Tabellen sind die mittleren Zahlen der Blitze während einer Minute für jedes Gewitter getrennt nach Nah- und Ferngewitter und nach Nacht- und Tagbeobachtungen wie auch die maximalen und minimalen Blitzfrequenzen während einer Minute mitgeteilt. Die Mittelwerte schwankten zwischen 0,1 und 2,4 Blitzen pro Minute. Die Blitzzahl nahm im Mittel mit der Entfernung des Gewitters bis 3 km zu und dann wieder ab. *F. Steinhäuser.*

**F. J. W. Whipple.** Modern views on atmospheric electricity. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **64**, 199—215, 1938, Nr. 275. Verf. behandelt die elektrische Zirkulation in der Atmosphäre, bei der in Gewittergebieten negative Elektrizität durch geladene Niederschläge herabfällt und positive Elektrizität in die Ionosphäre aufsteigt. Diese positive Ladung kommt in solchen Gebieten wieder herab, wo vorwiegend Schönwetter herrscht. *Riewe.*



**S. K. Banerji.** Does thunderstorm rain play any part in the replenishment of the earth's negative charge? Ebenda S. 293—300. In Bombay brachten 23 Gewitter in den Jahren 1930 bis 1932 durch geladene Regenfälle 1,11 ESE an positiver und 2,22 ESE an negativer Ladung pro  $\text{cm}^2$ . Bei einem geschätzten Gewittergebiet von  $(100 \text{ km})^2$  beträgt der negative Überschuß demnach  $2 \cdot 10^9$  Coulomb.

*Riewe.*

**Robert Bureau.** Centres of thunderstorms and „centres“ of sources of atmospherics. Ebenda S. 331—335.

*Riewe.*

**G. Athanasiu.** Sur une anomalie du magnétisme terrestre dans la région de Cluj. C. R. Acad. Roum. 1, 391—393, 1937, Nr. 5/6. Eine vorläufige Mitteilung über magnetische Horizontalintensitäts- und Deklinationsmessungen im Gebiet der Transsylvanischen Alpen. Eine Anomalie im Westen von Klausenburg, in dessen Nähe die Deklination Null verläuft, wird kurz erörtert.

*Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa.** A Statistical Study of the Type of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism on Quiet Days. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 185—188, 1936, Nr. 7. (Geophys. Inst. Univ. Kyoto.) Die vom Verfasser eingeführte Unterscheidung der Werte der täglichen magnetischen Variation an ruhigen Tagen in *P*- und *E*-Typen wird hier zur Auswertung der Beobachtungen der Observatorien Aso und Kakioka benutzt. Die Anwendung der statistischen Verfahren und der harmonischen Analyse geben auch hier Hinweise auf die bereits bekannten Gesetzmäßigkeiten und Beziehungen der erdmagnetischen Erscheinungen.

*Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa and Masazirô Ôta.** An Analysis of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism of Different Types. (A Supplementary Treatise.) Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 65—68, 1937, Nr. 3. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Im Anschluß an eine frühere ausführliche Veröffentlichung werden ergänzende Berechnungen des Potentials der *X*- und *Y*-Komponente der täglichen magnetischen Variation ausgeführt und die äußeren und inneren Koeffizienten bestimmt. In einer Reihe von Weltkarten findet man anschließend die hieraus berechneten äquivalenten elektrischen Stromsysteme für verschiedene Tage und Tageszeiten in Kurven wiedergegeben.

*Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa.** On the Zonal Components of the Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 69—73, 1937, Nr. 3. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Für die vom Verfasser früher festgestellten kleinen restlichen zonalen Schwankungen der täglichen magnetischen Variation längs eines Breitenkreises werden die hierfür wahrscheinlich in Betracht kommenden Fehlerquellen, insbesondere ungleiche magnetische Grundelemente, der Erde näher erörtert. Weitere Ausführungen zeigen jedoch, daß, soweit die magnetische Energie des Feldes herangezogen wird, die zonale Komponente den Hauptbestandteil in der täglichen Variation des Erdmagnetismus bildet.

*Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa and Yûiti Tamura.** On the regular progressive changes of the magnetic field of diurnal variations of terrestrial magnetism. I. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 311—315, 1937, Nr. 8. (Geophys. Inst. Univ. Kyoto.) Die zonale Komponente der täglichen Variation des Erdmagnetismus, die bisher nur für gewisse Tage bestimmt worden ist, wird hier auch für die durchschnittlichen Werte der Variation ermittelt. Auf Grund einer Analyse für Stationen gleicher Breite wurde eine 24stündige Periode berechnet.

*Schmerwitz.*

A. Tanakadate, M. Hagesawa, S. Ono, S. T. Nakamura, Y. Katô, S. Kuwahara, S. Hayami, H. Higasinaka, K. Senda, S. Imamiti, H. Hatakeyama, T. Yosimatu. Geophysical observations during the total solar eclipse of June 19, 1936. Jap. Journ. Astron. Geophys. 14, 85—218, 1938, Nr. 2. Magnetische und Erdstrom-Beobachtungen. *Riewe.*

A. S. Eve. Northern lights. From the Smithsonian Rep. for 1936, S. 145—160, 1937. Der zusammenfassende Vortrag behandelt zunächst die Eigenschaften der unteren Atmosphärenschichten. Der zweite Abschnitt bringt die Eigenschaften der oberen Atmosphärenschichten, das Nordlicht und die von Störmer angewandten Methoden der Basismessung zur Bestimmung der Nordlichthöhen. Diese Messungen ergeben zwischen 100 und 1000 km für die Nordlichthöhen. Es wird dann auf die Beobachtungen eines mit den Nordlichterscheinungen verbundenen schwachen Geräusches hingewiesen, das von einigen Beobachtern gefunden wurde, vom Verf. jedoch als nicht mit dem Nordlicht zusammenhängend angenommen wird. Das Spektrum des Nordlichts, insbesondere die grüne Linie, wird kurz erwähnt. Es folgen die Beziehungen zwischen Nordlicht und Erdmagnetismus, Nordlicht und Wetter, sowie Nordlicht und Ausbreitung der drahtlosen Wellen. Der Vortrag schließt mit einer Besprechung der Sonnenflecken, der Meteore und der leuchtenden Nachthimmelwolken. *Frerichs.*

E. W. Barlow and S. Chapman. The aurora display of January 25—26, 1938. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 215—223, 1938, Nr. 275. *Riewe.*

Hubert Garrigue et Henri Camichel. L'aurore boréale du 25 janvier 1938 observée au Pic du Midi. C. R. 206, 527—529, 1938, Nr. 7. Beschreibung der am 15. Jan. 1938 auf dem Pic du Midi (43° nördl. Breite) beobachteten Nordlichterscheinungen; in den Spektralaufnahmen treten besonders zwei nahe benachbarte Linien bei etwa 6300 Å, eine gelbe Bande und die grüne Nordlichtlinie hervor. Die Intensität der letzteren war 200 bis 400mal größer als im normalen Nachthimmelslicht. *H. Israël-Köhler.*

Jean Dufay et Junior Gauzit. Spectre de l'aurore du 25 janvier 1938. C. R. 206, 619—621, 1938, Nr. 6. Das Spektrum eines Nordlichts vom 25. Jan. 1938 bei Saint-Genis-Laval wurde aufgenommen. Es zeigt vorwiegend die roten Sauerstofflinien 6300 und 6363 Å und außerdem einige rote Banden. Die grüne Nordlichtlinie ist sehr schwach. Eine Aufnahme, die die beiden roten Linien intensiv zeigt, ist beigegefügt. *Frerichs.*

D. B. McNeill. Some aspects of active nitrogen. Phil. Mag. (7) 25, 471—475, 1938, Nr. 168. (Univ. Belfast.) Der Verf. beschreibt einige Experimente mit Entladungsröhren, die mit Stickstoff gefüllt sind und die den Einfluß von geringen Verunreinigungen des Gases deutlich zeigen. Diese Beobachtungen werden mit dem aktiven Stickstoff in Zusammenhang gebracht. Die Beständigkeit des NH-Bandenspektrums wird mit der Existenz eines stabilen NH-Moleküls in Verbindung gebracht. Ebenfalls wird der elektrische Vorgang in der Entladung näher diskutiert, der zur Bildung der negativen Stickstoffbanden im Nordlicht führt. *Frerichs.*

L. Vegard and E. Tønsberg. The temperature of the auroral region determined from band spectra. Geophys. Publ. 12, Nr. 3, 9 S., 1938. Die Temperatur innerhalb des Nordlichtgebiets wurde aus der Intensitätsverteilung innerhalb der negativen Stickstoffbanden des Nordlichts bestimmt. Es ergab sich ein mittlerer Wert von  $-35,5^{\circ}\text{C}$  in dem Höhenabschnitt 95 bis 125 km. *Frerichs.*

**Jean Cabannes, Jean Dufay et Junior Gauzit.** Sur la présence du sodium dans la haute atmosphère. C. R. 206, 870—872, 1938, Nr. 12. Verff. untersuchen die spektrale Zusammensetzung des gelben Anteils im Dämmerungs- und Nachthimmelslicht. Zur Erzielung hoher Auflösung fällt das Licht zunächst auf eine Perot-Fabry-Platte. Das entstehende Interferenzbild wird auf den Spalt eines Spektrographen mäßiger Auflösung aber hoher Lichtstärke projiziert; im Spektrogramm erscheinen dann die einzelnen Linien mit ihrem zugehörigen Perot-Fabry-Streifensystem. Variation des Plattenabstandes im Interferometer gestattet Untersuchung der Feinstruktur. Eine erste Aufnahme des Nachthimmelsspektrums ergab nach 27 Stunden Belichtungszeit bei 0,15 mm Abstand der Interferometerplatten für die Linie 5894 Å ein sehr enges, für die (lichtstärkeren) Linien 5577 und 6300 Å neutraler Sauerstoffatome ein weniger enges und für die Stickstoffbande zwischen 6500 und 6555 Å gar kein Streifenbild. In der sehr lichtschwachen Sauerstofflinie 6364 Å war keine Streifenausbildung zu erkennen. Die Untersuchungen sollen mit einem lichtstärkeren Spektrographen fortgesetzt werden. — Im Dämmerungsleuchten, das kürzere Belichtungszeiten erlaubt, ergaben Feinstrukturuntersuchungen für die Linie 5894 Å mit wesentlicher Sicherheit ein Duplet mit 6 Å Abstand, also Übereinstimmung mit dem D-Linien-Duplet des Na. Na-Dampf ist also ein permanenter Bestandteil der Atmosphäre. Aus der Intensität der gelben Nachthimmelserie wird auf eine Anzahl von  $10^{11}$  Übergängen  $3p^2P - 3s^2S$  des Na-Atoms pro  $\text{cm}^3$  und sec geschlossen.

H. Israël-Köhler.

**W. Heitler.** On the Analysis of Cosmic Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) 161, 261—283, 1937, Nr. 905. (H. H. Wills Phys. Lab. Univ. Bristol.) Die zahlreichen Meßergebnisse, insbesondere von Blackett, Anderson und Neddermeyer u. a. (über Energieverluste), sowie Regener und Mitarbeiter, Clay u. a. (über Absorptionskurven) werden für eine Diskussion herangezogen, ob die harte Höhenstrahlenkomponente aus Elektronen oder aber Teilchen schwerer Masse besteht. Für den Fall, daß es sich um Elektronen handelt, würden die quantentheoretischen Voraussagen über die Sekundäreffekte oberhalb einer kritischen Energie  $E_c$  nicht mehr in der alten Form bestehen bleiben. Durch die Messungen von Blackett (Phys. Ber. 19, 1382, 1938) und Blackett und Wilson (Phys. Ber. 19, 133, 1938) wird nahegelegt, diese kritische Energie von der Atomnummer  $Z$  der durchsetzten Materie abhängig anzunehmen. Die Annahme, daß die harte Komponente aus Teilchen schwerer Masse besteht, wird an Hand der Absorptionskurven und des Breiteneffektes sehr ausführlich diskutiert. Die Meßergebnisse auch des Energiespektrums lassen sich gut durch diese Annahme erklären. Für das Energiespektrum wird ein  $dE/E^{\gamma+1}$ -Gesetz mit  $\gamma$  etwa 1,5 gefunden, das mit der Erfahrung recht gut im Einklang steht. Die Arbeiten von Neddermeyer und Anderson (Phys. Rev. 51, 884, 1937) über ein Teilchen mit einer Masse zwischen der eines Elektrons und eines Protons liegen in dieser Richtung. Eine Entscheidung zwischen den beiden Annahmen ist aus den bis heute vorliegenden Messungen heraus noch nicht möglich.

Juifls.

**Arthur Ruark.** Multivibrator Geiger Counter Circuit. Phys. Rev. (2) 53, 316—317, 1938, Nr. 4. (Dept. Phys. Univ. North Carolina.) Verff. hat im Anschluß an Gingrich, Evans und Edgerton (vgl. diese Ber. 18, 2278, 1937) einen Zählrohrverstärker entwickelt, der im Prinzip dem kürzlich von Getting (Phys. Ber. 19, 1377, 1938) angegebenen gleicht. Die Ergebnisse der Verstärkerentwicklung und die Arbeitsverhältnisse hinsichtlich Rohrtypen, Auflösungsvermögen und Schaltung des Zählers werden mitgeteilt und im Vergleich zu Getting diskutiert.

Juifls.



**H. V. Neher and W. H. Pickering.** Modified High Speed Geiger Counter Circuit. Phys. Rev. (2) 53, 316, 1938, Nr. 4. (Norman Bridge Lab. Phys. Calif. Inst. Technol., Pasadena.) Bei dem von Neher und Harper angegebenen Verstärker (s. Phys. Ber. 17, 2277, 1936), der ohne den Hochohmwiderstand am Zählkreis auskommt, müssen die Nachteile der Isolation der Zählerwandung, der hohen Spannung im Eingangsrohr des Verstärkers und der Abschirmung des Zählzylinders und das damit verbundene geringere Auflösungsvermögen der Anordnung bei Koinzidenzmessungen in Kauf genommen werden. Verff. geben eine abgeänderte Schaltung ebenfalls ohne Hochohmwiderstand an, bei der der Zählzylinder geerdet ist und nur ein geringes, nämlich das übliche Potentialgefälle im Eingangsrohr auftritt. Eine Gittervorspannung ist hier nicht nötig; die Heizung des ersten Rohres muß hochspannungsisoliert sein. Bei einem Impuls wird der konstant fließende Strom (Ruhestrom) durch negative Gitteraufladung kurzzeitig unterbrochen. Der Ausgangskondensator erhält negative Impulse. *Juifls.*

**W. H. Pickering.** Preliminary Experiments with a Cosmic-Ray Telescope. Phys. Rev. (2) 53, 335, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Eine Anordnung von großen Zählrohren wurde polar montiert. Die bis jetzt vorliegenden Messungen über die Intensität aus zwei eng ausgeblendeten Himmelsrichtungen zeigen keine merkliche Intensitätsdifferenz. *A. Ehmert.*

**Tokio Takéuchi and Takanosuke Sugita.** Direct photographic impression of cosmic ray in magnetic field. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 20, 221—222, 1938, Nr. 3. (Tōkyō Univ. Eng.) Eine photographische Platte wird einen halben Monat lang zwischen den Polen eines starken Elektromagneten gehalten. Die beiden Reproduktionen zeigen (schwer sichtbar) eine stark gekrümmte Bahn von einem sekundären energiearmen Ultrastrahlungsteilchen und eine gerade Bahn von einem Teilchen, das möglicherweise die darüber befindliche, 6 cm dicke Bleiplatte durchdrungen hat. *E. Regener.*

**Hans Adam.** Über die Winkelverteilung der durch Ultrastrahlung und harte  $\gamma$ -Strahlen in Blei paarweise ausgelösten Sekundärteilchen. Phys. ZS. 38, 824—831, 1937, Nr. 21. (Inst. f. Experimentalphys. Kiel.) Es wird die Winkelverteilung der in Blei durch Ultrastrahlung und  $\gamma$ -Strahlung des ThC'' ausgelösten Elektronenpaare bestimmt. Die Sekundärteilchen der Ultrastrahlung gruppieren sich im wesentlichen um die Richtung des Primärstrahles. Ein Minimum der Winkelverteilung bei Winkeln unterhalb  $10^\circ$  konnte entgegen den Messungen anderer Autoren nicht gefunden werden. Über  $30^\circ$  liegen die zwei Teilchen kaum auseinander. Für die ThC''- $\gamma$ -Strahlung (2,62 Mev) wird bei einer dünnen Bleifolie als Streumittel ein Maximum der Divergenzwinkelverteilung bei  $30^\circ$  gemessen. *Juifls.*

**Gerd Burkhardt.** Zur Arbeit von H. Adam: „Über die Winkelverteilung von Sekundärteilchen“. Ebenda S. 831—833. (Inst. theor. Phys. Kiel.) Die von H. Adam (siehe vorstehendes Referat) mitgeteilten Versuchsergebnisse bestätigen die Formel für die Paarbildung nach Bethe und Heitler weder im allgemeinen Verlauf noch in der Lage des Maximums. Die Diskrepanz ist neben der unvermeidlichen Unübersichtlichkeit der geometrischen Anordnung im Versuch durch die Unsicherheit der theoretischen Berechnung erklärbar. *Juifls.*

**H. V. Neher.** The East-West Effect in Southern India. Phys. Rev. (2) 53, 328—329, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) In

Indien wurde in 7800 Fuß Höhe und 0° magn. Breite ein etwas größerer relativer Westüberschuß als bei den Messungen in Amerika gefunden. — Unter Benutzung der Absorptionskurve wurde der Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Energie für die dem Erdfeldeinfluß unterworfenene Strahlung empirisch ermittelt.

A. Ehmert.

**Thomas H. Johnson.** Cosmic Radiation and the Earth's Magnetism. Phys. Rev. (2) 53, 329, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Die während magnetischer Stürme beobachtete Intensitätsabnahme der Ultrastrahlung bei verringerter magnetischer Horizontalintensität ist zu groß, als daß sie in quantitativem Einklang mit dem Breiteneffekt und den magnetischen Störungen durch eine Änderung des Moments oder durch Ringströme verstanden werden kann.

A. Ehmert.

**Darol K. Froman and J. C. Stearns.** The altitude effect on the specific ionizing power and zenith angle distribution of cosmic rays. Canad. Journ. Res. (A) 16, 29—40, 1938, Nr. 2. (Macdonald Coll. McGill Univ. Canada; Univ. Denver, Colorado.) Bestimmung der Teilchenzahl der kosmischen Ultrastrahlung und ihrer Abhängigkeit vom Zenithwinkel in St. Anne (Kanada) und auf dem Mount Evans (USA.) mit einer vierfach Koinzidenzapparatur. Die Anzahl der aus senkrechter Richtung pro Raumwinkeleinheit, cm<sup>2</sup> und min einfallenden Teilchen wurde zu  $J_0 = 0,97 \pm 0,03$  in Meereshöhe bzw.  $3,81 \pm 0,25$  in 4320 m Höhe bestimmt. Die Abhängigkeit vom Zenithwinkel  $\psi$  wird durch die Funktion  $J(\psi) = J_0 e^{-0,175 \psi} \cdot \cos^2 \psi$  mit Fehlern kleiner als 0,5 bzw. 3,0 % dargestellt. Unter Verwendung der Ionisationskammermessungen von Millikan und Cameron wird die spezifische Ionisation in Normalluft zu  $82,0 \pm 2,6$  bzw.  $87,5 \pm 6$  pro cm Weglänge berechnet.

H. D. Rathgeber.

**Odon Godart.** Contributions à la théorie des effets de latitude et d'asymétrie des rayons cosmiques. V. Détermination des exposants caractéristiques des trajectoires périodiques. Ann. de Bruxelles (1) 53, 27—41, 1938, Nr. 1. Unter allen Bahnen der im magnetischen Erdfeld abgelenkten geladenen Teilchen bilden die an die periodischen Umläufe asymptotischen Bahnen an ihrem Auftreffpunkt auf die Erde einen Kegel, der die vom Unendlichen kommenden Teilchen von den von der Erde kommenden trennt. In vorliegender Arbeit wird in Fortsetzung der vorhergehenden die numerische Integration der asymptotischen Bahnen nach einer von Lemaître und Vallarta angegebenen Methode durchgeführt.

H. D. Rathgeber.

**A. Ehmert.** Über den Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 104—105, 1937, Nr. 3. (Friedrichshafen.) Vgl. diese Ber. S. 1040.

Dede.

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher.** The Distribution of Energies Among the Incoming Cosmic-Ray Electrons. Phys. Rev. (2) 53, 328, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Aus den in vier verschiedenen Breiten zwischen 0 und 60° N bis zu großen Höhen gemessenen Absorptionskurven wird durch Differenzbildung unter Benutzung der Theorie des Breiteneffektes die Energieverteilung der primären Ultrastrahlung berechnet. (Vgl. Bowen, Millikan und Neher, Phys. Ber. 19, 1660, 1938.) Diese verschwindet bei Energien unter  $3 \cdot 10^9$  e-V und über etwa  $30 \cdot 10^9$  e-V und hat ein Maximum bei etwa  $5 \cdot 10^9$  e-V.

A. Ehmert.

**L. W. Nordheim.** A New Analysis of Cosmic Radiation Including the Hard Component. Phys. Rev. (2) 53, 329, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungs-

bericht.) (Duke Univ.) Aus dem Breiteneffekt in großen Höhen ersieht man, daß die Theorie die Energieverluste durch Strahlung für Elektronen bis zu Energien von einigen  $10^{10}$  e-V richtig angibt. Außerdem muß eine besondere harte Komponente angenommen werden, deren Intensität in der Atmosphäre abgeschätzt werden kann. Sie ist in Meereshöhe für den Breiteneffekt und für die gemessene Energieverteilung verantwortlich. Eine genauere Analyse fordert, daß die harte Komponente neben der Ionisation durch weitere Prozesse diskontinuierlich Energie abgibt und vielleicht dabei Schauer erzeugt, daß ihr Absorptionskoeffizient für  $E > 8 \cdot 10^9$  e-V proportional  $E^{-1}$  ist und daß die Energieverteilung für die Elektronen und für die harten Teilchen etwa proportional  $E^{-3}$  ist. *A. Ehmert.*

**W. H. Pickering and H. V. Neher.** The Latitude Effect for Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 53, 329, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Mit Zählrohrkoinzidenzen wurde für die vertikale Strahlung ein Breiteneffekt von 14,5 % bei Ostindien und ein Effekt von 10 % im pazifischen Ozean gemessen. Die Intensität der Schauer zeigt bei Ostindien nur einen Breiteneffekt von 6 %. Die Intensitätsabnahme fängt für Schauer erst bei niederen Breiten an als für die Vertikalstrahlung. Es wird geschlossen, daß die dem Breiteneffekt unterliegende Strahlung in geringerem Maß Schauer erzeugt. *A. Ehmert.*

**H. Geiger.** Die kosmischen Strahlenschauer. ZS. f. techn. Phys. 18, 510—517, 1937, Nr. 12; auch Phys. ZS. 38, 936—943, 1937, Nr. 23 und Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 101, 1937, Nr. 3. (13. D. Phys.- u. Math.-Tag Bad Kreuznach 1937.) (Phys. Inst. T. H. Berlin.) Zusammenfassender Bericht über die Ergebnisse der Messungen der kosmischen Strahlenschauer. Russische Koinzidenzkurve, Winkel und Energieverteilung im Schauer, Elektronen und Photonen im Schauer, Absorbierbarkeit der schauerauslösenden Strahlung, Treffwahrscheinlichkeiten eines Schauers bei Koinzidenzmessungen, Diskussion der Koinzidenzkurve. Aus der Koinzidenzkurve können nur bei Berücksichtigung der Treffwahrscheinlichkeiten bestimmte Aussagen über die Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen und über die Materialabhängigkeit der Schauerauslösung gewonnen werden. *E. Regener.*

**Charles Haenny.** Photographies de gerbes en sous-sol. C. R. 206, 177—179, 1938, Nr. 3. Die Untersuchung von Garben, 8,5 m unter der Erdoberfläche, mit einer Wilsonkammer zeigte nach einer so starken Filterung immer noch die gleichen Erscheinungen: Garben mit nur einem oder mehreren Ausgangspunkten und solche in Kaskaden, wie an der Erdoberfläche. Bei der Auslösung durch zwei Zählrohre in Koinzidenzschaltung, eines über und eines unter der Kammer, traten in 100 Aufnahmen mit Spuren zwei Doppelbahnen und 5 Mehrfachbahnen auf, während auf dem Jungfrauoch in 100 Aufnahmen 25 Garben gefunden wurden. Eine andere Versuchsreihe mit drei Zählrohren unter der Kammer ergab in 43 Aufnahmen 9 Einfach-, 6 Doppel- und 13 Mehrfachbahnen. Die mittlere Bahnzahl pro Garbe beträgt 7,6 (10 auf dem Jungfrauoch). Viele Bahnen bilden einen großen Winkel gegen die Vertikale; einzelne sind fast horizontal. *H. D. Rathgeber.*

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. Victor Neher.** New Evidence as to the Nature of the Incoming Cosmic Rays, Their Absorbability in the Atmosphere, and the Secondary Character of the Penetrating Rays Found in Such Abundance at Sea Level and Below. Phys. Rev. (2) 53, 217—223, 1938, Nr. 3 (Calif. Inst. Techn. Pasadena.) Die bei Ionisationskammeraufstiegen in  $38,5^\circ$  magnetischer Breite gemessene Absorptionskurve der Ultrastrahlung wird um die am Äquator gemessene Absorptions-



kurve vermindert. Die Differenz ergibt die Absorptionskurve der dem Breiten-  
effekt unterliegenden Strahlung, welcher in diesem Fall Energien von  $6,7 \cdot 10^9$  bis  
 $17 \cdot 10^9$  e-V zukommen. Aus Energiebetrachtungen wird auf die mittlere Zahl der  
Primären geschlossen und daraus wird die Ionisation in einer Kammer am Rand  
der Atmosphäre berechnet. Diese macht den 13. Teil der Intensität im Maximum  
der Differenzkurve aus, das bei  $\frac{1}{20}$  der Atmosphäre liegt. Diese Ergebnisse sind  
in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen über die Absorption und Vervielfachung  
einfallender Elektronen, wenn für dieselben in diesem Energiebereich  
bis  $17 \cdot 10^9$  e-V die Gültigkeit der Theorie von Bethe und Heitler vorausgesetzt  
wird. Dies ist demnach berechtigt. Die in der unteren Atmosphäre beobachteten  
durchdringenden Teilchen sind dann keine einfachen Elektronen. Aus dem Ver-  
gleich des Verlaufs der Absorptionskurve am Äquator mit dem der Differenzkurve  
wird geschlossen, daß die durchdringenden Teilchen alle in der Atmosphäre als  
Sekundäre entstehen und daß nur wenige der einfallenden Elektronen Energien  
über  $17 \cdot 10^9$  e-V haben. A. Ehmert.

**H. Geiger und O. Zeiller.** Das Verhältnis von Elektronen zu Pho-  
tonen bei einem kosmischen Strahlenschauer. ZS. f. Phys. 108,  
212—217, 1938, Nr. 3/4. (Phys. Inst. T. H. Berlin.) Das Prinzip der benutzten  
Versuchsanordnung war folgendes: Unter einer Bleischicht befanden sich zwei Zähl-  
rohre *a* und *b* in solcher Lage, daß jeder aus dem Blei kommende und das Rohr *b*  
durchsetzende Strahl auch durch das darüber liegende Rohr *a* hindurchgegangen  
sein mußte. Besteht also der Schauer nur aus Elektronen, so mußte jedesmal,  
wenn Rohr *b* ansprach, auch Rohr *a* einen Ausschlag zeigen (Koinzidenz). Je  
mehr aber andererseits Photonen im Schauer eine Rolle spielten, desto häufiger  
mußte es vorkommen, daß Rohr *b* allein, nicht aber gleichzeitig Rohr *a* ansprach.  
Die mit drei verschiedenen Meßanordnungen erzielten Ergebnisse waren folgende:  
1. In jedem Schauer sind neben ionisierenden Strahlen (*C*-Strahlen) auch nicht-  
ionisierende Strahlen (*D*-Quanten) in merklicher Menge vorhanden. 2. Unter der  
Annahme, daß unter 100 ein Zählrohr durchsetzenden Photonen im Durchschnitt  
nur 1 Photon dieses zum Ansprechen bringt, entfallen in einem Schauer auf einen  
*C*-Strahl rund 50 *D*-Strahlen. 3. Die *D*-Strahlen sind in einem Schauer wesentlich  
diffuser verteilt als die *C*-Strahlen. 4. Die Zahl der in einem Schauer vorhandenen  
*D*-Strahlen reicht aus, um die sogenannten Rückstrahleffekte im Sinne einer  
früheren Arbeit (Geiger und Fünfer, Phys. Ber. 16, 872, 1935) als eine Folge  
der Streuung dieser *D*-Strahlen verstehen zu können. H. Geiger.

**M. Blau** (nach gemeinsamen Versuchen mit **H. Wambacher**). Über die  
schweren Teilchen in der Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges.  
(3) 18, 123—124, 1937, Nr. 3. (Wien.) Auf dem Hafelekar werden mit  $70\mu$  dick  
gegossenen photographischen Spezialplatten (neue Halfetone-Platten von Ilford),  
die selbst auf schwach ionisierende *H*-Teilchen sehr großer Geschwindigkeit an-  
sprechen, die schweren Teilchen der kosmischen Ultrastrahlung vier Monate lang  
registriert (Ausbeute 0,064 Teilchen/cm<sup>2</sup> Stunde). Die mittlere Energie der Teilchen  
(meist wohl nicht primäre Protonen, sondern Rückstoßprotonen aus Neutronen und  
Atomzertrümmerungsprozessen) wird aus dem Kornabstand in den Bahnen zu  
12 MeV geschätzt (Eichung mit Rückstoßprotonen einer Polonium-Beryllium-  
quelle bis Teilchen von 1 m Reichweite). — Ferner werden 60 Fälle einer direkten  
Mehrfachzertrümmerung von Atomen beobachtet, die im Mikroskop als Sterne mit  
gut ausgebildetem Zentrum von bis zu 12 Bahnen nach verschiedenen Richtungen  
erscheinen. Die Energie pro Stern kann aus dem (verschieden ausfallenden) Korn-  
abstand der einzelnen Strahlen zu mindestens 200 MeV abgeschätzt werden.

E. Regener.

**J. Clay and J. de Bock.** The soft final corpuscular rays produced by cosmic rays in the walls of an ionisation chamber. *Physica* 5, 90—93, 1938, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Gem. Univ. Amsterdam.) Es wird eine Hochdruckionisationskammer beschrieben, in welcher mehrere Gitter angebracht sind, so daß die Material- und Richtungsabhängigkeit der weichen Sekundärstrahlung untersucht werden kann. Die Ionisation der Wandstrahlen steigt mit dem Atomgewicht des Wandmaterials und ist auf der Oberseite des Materials nur wenig geringer als auf der Unterseite. *A. Ehmert.*

**J. Clay.** An analysis of the cosmic radiation complex. *Physica* 5, 94—99, 1938, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Gem. Univ. Amsterdam.) Die von der Ultrastrahlung in einer Kammer bewirkte Ionisation wird in die Anteile zerlegt, welche auf die harte und auf die weiche korpuskulare Komponente und auf die weichen Sekundärelektronen entfallen, welche im Gas und in der Kammerwand durch Photonen ausgelöst werden. Die Verteilung ist vom Druck der Füllung und von der Bauart der Kammer stark abhängig. Die spezifische Ionisation der verschiedenen Strahlenarten ist sehr unterschiedlich. *A. Ehmert.*

**V. Veksler and B. Isajev.** Study of heavy particles in cosmic radiation at a height of 4250 meters above sea-level. *C. R. Moskau (N.S.)* 17, 189—192, 1937, Nr. 4. (Lebedev Phys. Inst. Acad. Moscow.) In einer Höhe von 4250 m (bei der russischen Elbrus-Expedition 1937) werden zwischen zwei Gruppen von „Proportionalverstärkern“ besonderer Konstruktion (Krypton- und Xenonfüllung nahe bei Atmosphärendruck; vgl. *Phys. Ber.* 18, 215, 1937) Eisenplatten von 0,75 und 1,5 mm Dicke gebracht, die die Zahl der beobachteten Koinzidenzen auf 50, bzw. 40 % herabdrücken. Die auf diese Weise durch das Eisen gefilterten Teilchen sind, wie aus der Eichkurve der Proportionalverstärker geschlossen wird, keine Schauerteilchen (+- und --Elektronen) sondern schwere Teilchen, welche ein 10- bis 15 mal so großes Ionisierungsvermögen haben, wie die Elektronen. Blei oberhalb der oberen Verstärkergruppe vergrößert die Zahl der schweren Teilchen nur wenig, erzeugt aber teilchenreiche Rossische Schauer. Kontrollversuche in geringen Höhen fehlen. *E. Regener.*

**V. Veksler and B. Isajev.** Showers studied at the height of 4250 metres above sea level. *C. R. Moskau (N.S.)* 17, 193—194, 1937, Nr. 4. (Lebedev Phys. Inst. Acad. Moscow.) Mit der Apparatur der vorstehend referierten Arbeit wird die Zahl der in den Schauern erzeugten Ionenpaare in Abhängigkeit von der Häufigkeit der Schauer gemessen. Bei der gleichfalls aufgenommenen Rossi-Kurve zeigt sich das Maximum zu etwas größeren Bleidecken verschoben. *E. Regener.*

**Pierre Auger.** Sur les nouvelles particules lourdes du rayonnement cosmique. *C. R.* 206, 346—349, Nr. 5. Verf. bestimmt aus Messungen seiner Mitarbeiter in unterirdischen Meßräumen mit 3- und 4fach Koinzidenzapparaturen die Anzahl Sekundärteilchen mit einer Reichweite  $> 1$  mm Blei, die ein Teilchen der durchdringenden Komponente begleiten. Diese Zahl, die von  $R = 0,09$  unter 12 m Wasseräquivalent  $+ 6$  cm Pb und 30 m Wasseräquivalent auf  $R = 0,02$  unter 75 m sinkt, ist durch die Koinzidenzzahlen mit und ohne Absorber zwischen den Zählrohren gegeben. Bhabha hat seinerseits die gleiche Größe für Teilchen großer Energie, deren Masse zwischen denen des Elektrons und des Protons liegt, berechnet. Der Vergleich des Meßergebnisses  $R = 0,09$  mit der Theorie unter Berücksichtigung der Ordnungszahl des Absorbers, die in das Resultat eingeht, führt zum Schluß, daß die Teilchen der harten Komponente, die die Absorptionskoeffizienten  $\mu/\rho = 0,05 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  und 0,03 zwischen 10 und 30 bzw. 30

und 75 m Wasseräquivalent hat, eine 100 fache Elektronenmasse haben. Der Wert  $R = 0,02$  wird durch die kleinere Energie oder die größere Masse der Teilchen in größerer Tiefe erklärt.

*H. D. Rathgeber.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** The Energy Flux of the Corpuscular Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 53, 329, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Durch Integration der Absorptionskurve wird der Energiefluß der Ultrastrahlung in Meereshöhe bestimmt und aus ihm durch Division mit der aus Zählrohrmessungen bekannten Teilchenzahl eine mittlere Teilchenenergie zu  $3,04 \cdot 10^9$  e-V berechnet. Aus den direkten Energiebestimmungen von Blackett in der Nebelkammer ergibt sich die mittlere Teilchenenergie zu  $3,11 \cdot 10^9$  e-V, so daß demnach in Meereshöhe der ganze Energietransport auf ionisierende Teilchen beschränkt wäre.

*A. Ehmert.*

**J. Eugster.** Zur Frage der biologischen Wirkung der harten Ultrastrahl-Schauer. Naturwissensch. 26, 78—79, 1938, Nr. 5. (Hafelekar-Obs. bei Innsbruck.) Auf dem Hafelekar-Observatorium (2340 m ü. M.) sind acht Monate lang Kaninchen in Käfigen mit 18 mm dicker, lackierter Bleiabschirmung (für optimale Schauerbildung), sowie unter gleichen Bedingungen in Kontrollkäfigen ohne Blei gehalten worden. Die Kontrolltiere warfen normale Junge; die Weiterzüchtung der unter Blei gehaltenen Tiere ist unterbrochen, da zwei Versuchstiere bisher steril blieben, zwei weitere Tiere nur Würfe mit totgeborenen Jungen, zum Teil von ausgesprochenem Kleinwuchs hatten. An den Ovarien des Muttertieres zeigte sich der histologische Befund verändert.

*E. Regener.*

**W. Bothe, W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, W. Maurer, E. Wilhelmy und K. Schmeiser.** Untersuchungen über Kernumwandlung und Ultrastrahlung. ZS. f. techn. Phys. 18, 538—541, 1937, Nr. 12; auch Phys. ZS. 38, 964—967, 1937, Nr. 23 und Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 103, 1937, Nr. 3. (13. D. Phys.- u. Math.-Tag Bad Kreuznach 1937.) (Heidelberg.) Vortrag von W. Bothe mit einer Übersicht über folgende Arbeiten: 1. E. Wilhelmy, Austrittsresonanzen bei der Auslösung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen durch Bestrahlung von Stickstoff, Sauerstoff, Schwefelhexafluorid und Schwefeldioxyd mit Neutronen von kontinuierlicher Energieverteilung. 2. W. Maurer, Eindringungsresonanzen bei der Umwandlung von Bor durch  $\alpha$ -Strahlen variierter Reichweite mit Neutronenemission. 3. W. Gentner, Anlagerungsprozesse bei Beschießung von Li, B, F, Na und Al mit Protonen bis 600 kV. Resonanzeindringung von Protonen scharf definierter Energie, untersucht durch die Intensität und Härte der dabei entstehenden  $\gamma$ -Strahlen. 4. W. Bothe, H. Maier-Leibnitz und W. Maurer, Anzeichen eines metastabilen  $C^{13}$ -Kernes bei der Beschießung von Bor mit  $\alpha$ -Strahlen, geschlossen aus dem Fehlen der  $\gamma$ -Strahlung bei der Reaktion  $B^{10}(\alpha, p)C^{13}$  (80 cm-Protonengruppe; Proton- $\gamma$ -Koinzidenzen treten nur bei der 35 cm-Gruppe der emittierten Protonen auf). 5. K. Schmeißer und W. Bothe, Sekundäre Ultrastrahlen kleiner Winkeldivergenz aus Blei, die härter sind als die gewöhnlichen Garben und die das zweite Maximum der Rossi-Kurve verursachen.

*E. Regener.*

**Y. Nishina, Ch. Ishii, Y. Asano and Y. Sekido.** Measurements of cosmic rays during the total solar eclipse of June 19, 1936. Jap. Journ. Astron. Geophys. 14, 265—276, 1938, Nr. 2.

*Riewe.*

**J. Clay and K. H. J. Jonker.** The penetration of corpuscular cosmic rays in Matter. Physica 5, 81—89, 1938, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Gemeentelijke Univ. Amsterdam.) Die Impulse eines Zählrohres werden bei verschiedenen Bleibedeckungen gezählt und dann jeweils mit den Koinzidenzen verglichen, die zwi-



schen den Entladungen dieses Zählrohres und denen einiger anderer Zählrohre auftreten, wobei die letzteren so aufgestellt sind, daß alle das erste Rohr passierenden koinzidenzfähigen Teilchen erfaßt werden. Aus zwei Messungen mit 1 bzw. 4 mm Blei zwischen den Zählrohren wird dabei durch Extrapolation der absorbierende Einfluß der Zählrohrwände berücksichtigt. Trotzdem treten 27 % der Einzelimpulse nicht als Koinzidenzen auf. Sie werden weichen Elektronen zugeschrieben, welche durch Photonen aus der Zählrohrwand ausgelöst werden mögen. *A. Ehmert.*

**J. Clay and E. M. Bruins.** Magnetic storm and variation of cosmic rays. *Physica* 5, 111—114, 1938, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Gem. Univ. Amsterdam.) Während des magnetischen Sturmes vom 24. April bis 6. Mai 1937 (Abnahme der Horizontalintensität) wurde in Amsterdam ( $\lambda = 54^\circ$ ) mit zwei durch 110 cm Eisen geschirmten 40-Liter-Kammern keine Besonderheit im Gang der Ultrastrahlungsintensität gefunden. Dagegen wurde in einer mit nur 12 cm Eisen geschirmten Kammer eine Intensitätsabnahme bis zu 5 % gemessen. Dies stimmt mit den Beobachtungen von Forbush und von Hess und Demmelmaier überein. Es wird geschlossen, daß in der Breite von Amsterdam nur die Teilchen mit weniger als  $8 \cdot 10^9$  e-V beeinflusst wurden. In anderen Fällen blieben beträchtliche Änderungen der Horizontalintensität ohne Einfluß auf die Intensität der Ultrastrahlung. Die gleichsinnige Änderung der Horizontalintensität und der Strahlungsintensität kann als Folge einer Änderung des Ringstromes verstanden werden. *A. Ehmert.*

**J. Clay and K. H. J. Jonker.** Artificial radioactivity produced by cosmic rays in lead and iron. *Physica* 5, 171—174, 1938, Nr. 3. (Natuurk. Lab. Univ. Amsterdam.) Zur Sicherung früherer Messungen mit einer Ionisationskammer (Clay und van Tijn, d. Zbl. 1, 404) wurde über ein seitlich und unten mit 15 cm Blei geschirmtes Zählrohr ein 20 cm starker Bleipanzter gebracht und die Änderung der Intensität mit der Zeit verfolgt. In den ersten Minuten nach der Bedeckung ist die Intensität um 10 % höher als im Endzustand. Ebenso steigt die Intensität nach dem Wegnehmen des Panzers zunächst auf einen um ebensoviel höheren Wert an. Diese Effekte werden auf künstliche Radioaktivität zurückgeführt, welche die Ultrastrahlung in dem Blei auslöst. Bei einem Eisenpanzer wurde ein Effekt von 6 % beobachtet. *A. Ehmert.*

**H. J. Taylor, D. Fraser and V. D. Dabholkar.** Disintegration Processes by Cosmic Rays in Plates impregnated with Samarium. *Nature* 141, 472—473, 1938, Nr. 3567. (Dept. Phys. Wilson Coll. Bombay.) Ilford-R-Platten wurden zum Teil mit Samarium präpariert und dann zusammen mit unpräparierten Platten teils 8000 Fuß über dem Meer, teils in Meereshöhe fünf Monate lang aufbewahrt. Neben vielen  $\alpha$ -Bahnen in den präparierten Schichten werden auf den in der Höhe der Ultrastrahlung exponierten und präparierten Platten häufig „Sterne“ mit bis zu 6 Bahnen beobachtet. Diese Bahnen haben Reichweiten bis zu 5 cm Luft und sind nach der Korndichte wahrscheinlich Protonen zuzuschreiben. In 12 Fällen traten Nester mit bis zu 40 Bahnen auf, welche jedoch nicht von einem Punkt ausgehen. In 7 dieser Nester wurde ein etwa  $10\mu$  großes Korn gefunden. Körner dieser Größe sind auf den Platten selten. Auf den in Meereshöhe aufbewahrten präparierten Platten wurde nur ein Stern und auf den unpräparierten Platten überhaupt keiner gefunden. *A. Ehmert.*

**A. Filippov, A. Gdanow and I. Gurevich.** The disintegration of nuclei by cosmic rays. *C. R. Moskau (N.S.)* 18, 181—183, 1938, Nr. 3. (Phys. Inst. Univ. Leningrad.) Verff. untersuchten Umwandlungen von Kernen durch die Einwirkung der kosmischen Ultrastrahlung. Sie benutzten photographische Platten mit

Spezialemulsionen von  $50\mu$  Schichtdicke, die von G d a n o w bereits beschrieben worden sind. Ein Teil der Platten wurde mit Borax- und Lithiumsalzen imprägniert. Die Versuche wurden in Meereshöhe ausgeführt. Die Belichtungszeiten dauerten 200 bis 800 Stunden. Eine Untersuchung der Platten unter dem Stereomikroskop ergab eine große Anzahl ( $\sim 10^4$ ) Umwandlungen, unter Emission von 1 bis 5 Partikeln. Häufig auftretende Einzelspuren werden auch Umwandlungen zugeschrieben, da ihre Richtung nicht mit der der primären Ultrastrahlung zusammenfällt. Die längste Einzelspur hatte eine Reichweite von 304 cm Luft, was einer Energie von etwa 17 MeV entspricht, wenn man sie einem Proton zuschreibt, einer solchen von etwa 68 MeV, wenn man sie als Bahn eines  $\alpha$ -Teilchens betrachtet, wofür die hohe Korndichte am Ende der Bahn spricht. Für eine Reihe von Mehrpartikelumwandlungen machten die Verf. gewisse Reaktionsverläufe plausibel. Vieles spricht für eine bloße hohe Kernanregung durch die Ultrapartikel. Übrigens glauben die Verf. Anzeichen zu haben, die für die Anwesenheit von halbschweren Partikeln sprechen, also von Korpuskeln mit einer Masse zwischen der des Elektrons und der des Protons. Die Frage nach der Realität der Existenz solcher Partikel ist bereits von anderer Seite des öfteren diskutiert worden. *Weiss.*

**Gilberto Bernardini.** Vedute moderne sui raggi cosmici, con particolare riguardo alla natura delle particelle che li costituiscono e al fenomeno degli sciami. *Cim. (N.S.)* 14, 383—388, 1937, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Problem der Höhenstrahlen ist ein geophysikalisches, ein astrophysikalisches und ein physikalisches. Die Intensität der Höhenstrahlen nimmt mit der Höhe der Atmosphäre bis zu einem Maximum bei einem Luftdruck von 8 cm zu (200facher Wert des in Meereshöhe gemessenen). In Abhängigkeit von der Breite ist die Strahlung am Äquator am schwächsten. In Meereshöhe nimmt sie mit der Breite weniger ab (14 %) als in großen Höhen. Die Teilchen sind zu mindestens 95 % elektrisch geladen, und zwar vorwiegend positiv. Zum astrophysikalischen Teil des Problems wird bemerkt, daß die Höhenstrahlen wahrscheinlich außergalaktischen Ursprungs sind. Physikalisch bestehen die Höhenstrahlen aus zwei Gruppen von Teilchen, einer weichen Gruppe sekundären Ursprungs mit einem Durchdringungsvermögen von einigen cm Blei, die vorwiegend Elektronen und Positronen enthält, und einer harten Gruppe von Teilchen, über deren Natur noch nicht viel ausgesagt werden kann, deren Ladung teils positiv, teils negativ ist, und deren energetisches Spektrum für Teilchen beider Vorzeichen ähnlich ist und zwischen  $10^7$  und  $10^{10}$  e-V liegt. Das Durchdringungsvermögen dieser Teilchen wird durch die Schauer mitbestimmt, deren Entstehung durch die Theorie von Carlson und Oppenheimer und Bahba und Heitler zum großen Teil erklärt wird. Ein Teil der Schauer entsteht jedoch nach einem anderen, noch unbekannten Mechanismus. Nach Anderson, Stenwenson und Street haben die Teilchen der harten Gruppe einen Wert für  $e/m$ , der nur  $1/10$  des Wertes eines Elektrons ist. *Schön.*

**Arthur Bramley.** The X particle. *Science (N.S.)* 87, 281—282, 1938, Nr. 2256. (Washington D. C.) Dirac hat 1936 das mathematische Modell eines Teilchens angegeben, das Elektronenladung hat, dessen Spin aber  $> 1/2$  ist. Der Verfasser hat schon früher vorgeschlagen anzunehmen, daß dieses Modell den von Anderson entdeckten durchdringenden Teilchen der kosmischen Ultrastrahlung entspricht, deren Masse größer als die des Elektrons ist. Aus seinen wellenmechanischen Bewegungsgleichungen folgt unter Berücksichtigung der Tatsache, daß im Gegensatz zum Elektron bei keiner noch so großen Energie seine Ruhemasse vernachlässigt werden kann: 1. Die Ionisation ist groß gegenüber der eines Elektrons

gleicher Energie; 2. die Strahlung ist immer kleiner als die eines Elektrons; 3. bei einem Zusammenstoß mit einem Atomkern kann sich seine Ruhemasse unter Spinänderung in kinetische Energie verwandeln; die Spinbilanz wird durch entstehende Neutrinos aufrechterhalten. Das neue geladene Teilchen, im Extremfall ein Elektron, nimmt die Restenergie als kinetische Energie auf. *H. D. Rathgeber.*

**M. Murakami.** Une méthode pour déterminer le débit en crue et son application à la crue du Kamo-gawa en Juin 1935. Jap. Journ. Astron. Geophys. 14, 281—304, 1937, Nr. 3. *Riewe.*

**Shinkichi Yoshimura.** Abnormal thermal stratifications of inland lakes. Proc. Imp. Acad. Tokyo 13, 316—319, 1938, Nr. 8. (Geogr. Inst. Tokyo.) *Dede.*

**Georg Weinblum.** Seegangsforschung. Naturwissensch. 26, 193—198, 1938, Nr. 13. (Berlin.) In neuerer Zeit stellen verschiedene technische Disziplinen verschärfte Forderungen an die Seegangsforschung. Der Beitrag der theoretischen und experimentellen Hydrodynamik zur Lösung der Probleme ist gering; Ansätze von Jeffreys und Motzfeld und einige Versuche der genannten Autoren sowie von Stanton und dem Verf. werden besprochen. Selbst das einfachste Problem — die kritische Windgeschwindigkeit — ist noch nicht restlos geklärt. — Die statistische Wellenforschung ist durch den Übergang von der rohen Schätzung zur Messung gekennzeichnet; die nächste Aufgabe besteht in der Schaffung einer besseren Klassifikation der Seegänge statt der üblichen. Die Ergebnisse neuester Messungen führen zur Erkenntnis, daß die größten auf verschiedenen Meeren auftretenden Wellen insbesondere hinsichtlich der Längen oft wesentlich unterschätzt worden sind; einige hieraus sich ergebende technische Folgen werden besprochen. — Eine kurze Übersicht über die zur Verfügung stehenden Meßverfahren und notwendige Forschungsarbeiten beschließt die Abhandlung. *Weinblum.*

**V. Bjerknes.** Application of line integral theorems to the hydrodynamics of terrestrial and cosmic vortices. Astrophys. Norvegica 2, 263—339, 1937, Nr. 6. Da das Universum größtenteils aus gasförmiger, rotierender Materie aufgebaut ist, so treten Wirbelbildungen auf, die für die Astrophysik und Geophysik von größter Bedeutung, mathematisch jedoch schwer erfassbar sind. Eine nutzbringende Methode ist die, den hydrodynamischen Grundgleichungen die Form von Linienintegralen zu geben, speziell wenn es sich um geschlossene Kurven handelt. Diese Methode wird zusammenfassend entwickelt und im Anschluß entsprechende Anwendungsbeispiele gebracht. So wird eine Theorie über die Zirkulation der Erdatmosphäre aufgestellt und die Bewegung innerhalb der Sonne diskutiert. *Homann.*

**G. C. Callendar.** The artificial production of carbon dioxide and its influence on temperature. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 223—240, 1938, Nr. 275. Verf. behandelt die Wirkungen der in den letzten 50 Jahren erzeugten CO<sub>2</sub>-Mengen, die  $1,5 \cdot 10^{11}$  t ausmachen, zum großen Teil nicht wieder zersetzt werden und einen Temperaturanstieg verursachen müssen, der 0,003° C pro Jahr beträgt. Experimentell beobachtet wurden 0,005° C pro Jahr.

*Riewe.*  
**Fritz Möller.** Gibt es nur stratosphärische Steuerung? (Zugleich Besprechung von K. Schmiedel, Stratosphärische Steuerung und Wellensteuerung. Spezialarbeiten a. d. Geophys. Inst. u. Obs. d. Univ. Leipzig 9, Heft 1, 1937.) Meteorol. ZS. 55, 87—91, 1938, Nr. 3. (Berlin.) Ausgehend von einer kritischen Besprechung der Arbeit Schmiedels (vgl. Phys. Ber. 19, 774, 1938) verweist



der Verf. darauf, daß jede Schicht der Atmosphäre eine jede darunter liegende Schicht steuern kann. Er zeigt als Existenzbedingung einer Steuerung, daß es notwendig ist, daß Druck- und Temperaturgefälle miteinander einen nicht verschwindenden und nicht gestreckten Winkel einschließen. Da wegen der engen Koppelung des Druckes mit der Temperatur in der oberen Troposphäre Druck- und Temperaturgradienten gleichgerichtet sind, tritt dort keine Steuerung auf. Das Hauptwirkungsfeld der Steuerung liegt in der unteren Troposphäre und im allgemeinen übt eigentlich die hohe Troposphäre die Steuerungswirkung aus. Darin ist auch die Brauchbarkeit der Topographie der 500 mb Fläche für Steuerungsbetrachtungen begründet. Anschließend an die Besprechung eines Falles der Steuerung durch die Bodenisobaren leitet der Verf. die Regel ab, „daß man die Steuerung, mit der ein Tief wandert, am deutlichsten in der Druckverteilung erkennt, die den geradlinigsten und durch dieses Tief ungestörtesten Verlauf zeigt“. *F. Steinhauser.*

**H. Arakawa.** Umbiegung der tropischen Wirbelstürme. Meteorol. ZS. 55, 103—105, 1938, Nr. 3. (Tokyo.) Berichtigung ebenda S. 230, Nr. 6. Die langlebigen Zyklonen, die im tropischen Nordpazifik entstehen, gehen meist zuerst gegen W oder WNW und biegen dann nach NE um; sie beschreiben also eine parabelförmige Bahn. Am Umkehrpunkt ist die Wirbelstärke am größten, die Geschwindigkeit aber am kleinsten. Seine mathematischen Ableitungen schließt der Verf. an von Pettersen entwickelte Bewegungsgleichungen des Druckzentrums an.

*F. Steinhauser.*

**H. Sturm.** Wetterskizzen. Nr. 34: Zum prognostischen Problem der Ostseezyklone vom 12. März 1936. Ann. d. Hydrogr. 66, 137—139, 1938, Nr. 3. (Nürnberg.) Verf. zeigt, daß mit Hilfe einer eingehenden aerologischen Diagnose am 11. März früh schon die starke Vertiefung des Ostseetiefs bis zum 12. März vorzusehen war. Die Massenverteilung der unteren Troposphärenhälfte und die Unterschiede im Boden- und Höhendruckfeld vom 11. März morgens ließen auf eine fortschreitende advektive Labilisierung der bis dahin stabilen Schichtung an der ostdeutschen Küste und über der östlichen Ostsee schließen. Die notwendige Auslösung besorgte eine Wellenstörung über Norddeutschland und über der Ostsee, die aus den Karten der relativen Topographie 500 bis 800 mb erschlossen und in der Hauptsache als durch individuelle Temperaturänderungen verursacht nachgewiesen werden konnte.

*F. Steinhauser.*

**J. Bjerknes and E. Palmén.** Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Case 4: February 15—17, 1935. Geofys. Publ. Oslo 12, Nr. 2, 62 S, 1937. Es standen die Ergebnisse von 120 Registrierballonaufstiegen an 18 europäischen Stationen, darunter Serienaufstiege in Uccle und Ås, zur Verfügung. An eine Besprechung der Entwicklung der Wetterlage in der Beobachtungszeit wird eine Analyse des troposphärischen Temperaturfeldes angeschlossen. Diagramme zeigen die typische Verteilung der Temperatur mit der Höhe in arktischer, maritim-polarer und tropischer Luft und den Übergang von maritim-polarer Luft zu tropischer Luft. Die Differenzen zwischen den Mittelwerten der Temperatur in tropischer (Uccle) und in arktischer (Lauttakylä) Luft war in 6 dyn km mit 26° am größten. Die Temperaturen an der Warmfront über West- und Zentraleuropa gruppieren sich um eine Feuchtadiabate, die um 4 bis 6° höher lag als die Temperaturen an der Warmfront über Nordeuropa, während die Temperaturen an der Kaltfront in allen Gebieten auf dieselbe Sättigungsadiabate fielen. Die Serienaufstiege von Uccle und Ås zeigten wieder die Erscheinung der mehrblättrigen Tropopause und ließen die Änderungen der Schichten verfolgen. An einer schematischen Darstellung einer bis in die Tropopause reichenden Warmfrontfläche wird eine Erklärung für die mehrfache Schichtung der

Tropopause gegeben. Zusammengefaßt nach sechs Gruppen der potentiellen Temperatur werden für die einzelnen Aufstiege Höhenlage und Temperatur der einzelnen Blätter der Tropopause angegeben. Auf Grund der Aufstiege von Lindenberg, Uccle, Sealand, Ås und Lauttakylä wurden für diese Stationen Isoplethendiagramme gezeichnet und eingehend diskutiert. Für die 7 und 18 Uhr Termine wurden Karten der Topographie der Tropopause und der Frontalflächen, der Topographie der 20-, 40-, 60-, 80- und 100-cb-Flächen und der Verteilung der spezifischen Volumina und virtuellen Temperatur in diesen Flächen gezeichnet. Diese Karten geben die Grundlagen zur Bestimmung der isobar-isosteren Solenoide und der thermischen Advektion und werden zu einer ausführlichen aerologisch-synoptischen Analyse ausgewertet. Abschließend werden noch Isallobarenkarten, die 12-stündige Höhenänderungen der isobaren Flächen von 20, 60 und 100 cb angeben, besprochen. Weitere Einzelheiten aus der inhaltsreichen mustergültigen Arbeit anzuführen würde über den Rahmen dieses Referates hinausgehen. *F. Steinhauser.*

**José Carlos Millás.** Algunas diferencias entre años tormentosos y años no-tormentosos en la porción occidental de Cuba. (Einige Unterschiede zwischen stürmischen und nichtstürmischen Jahren im westlichen Teil Kubas.) Bol. Obs. Nac. (3) 2, 194—205, 1937, Nr. 2. (Orig. spanisch.) *Dede.*

**C. S. Durst and R. C. Sutcliffe.** The importance of vertical motion in the development of tropical revolving storms. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 75—84, 1938, Nr. 274. Im Anschluß an die Bewegungsgleichungen behandeln die Verff. Probleme, die beim Aufwärtsfließen von Luft aus Schichten mit größerer in die mit kleinerer Geschwindigkeit entstehen. *Riewe.*

**C. Tiercy.** Sur le calcul direct de la vitesse du vent en fonction de l'altitude. C. R. Séances Soc. de phys. de Genève 54, 147—152, 1937, Nr. 3. [Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) 19, 1937, Nov./Dez.] Indem der Verf. in die Gleichungen der reibungslosen Strömung in horizontaler Richtung die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit nach der Austauschformel einführt und für die Änderung des Austauschkoeffizienten mit der Höhe  $\eta = 10 (1 - e^{-z/100})$  und für die Gradientänderung  $G = G_0 e^{\mu z}$  annimmt, leitet er mit Berücksichtigung des vertikalen Temperaturgradienten eine Differentialgleichung für die Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeit senkrecht zum Druckgradienten ab, deren Lösung unter vereinfachenden Annahmen die Form

$$u = -9,6\gamma + A e^{-12 \cdot 10^{-4} z} + B e^{-242 \cdot 10^{-4} z}$$

hat, wo  $\gamma$  der Druckgradient am Boden in mm Hg pro Grad ist. *F. Steinhauser.*

**Christian Junge.** Turbulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten. Ann. d. Hydrogr. 66, 104—109, 1938, Nr. 3. (Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin.) Die Turbulenz der höheren Atmosphärenschichten wurde aus Beschleunigungsmessungen abgeleitet. Das Beobachtungsmaterial wurde durch 7 Ballonaufstiege mit einem für diese Zwecke besonders konstruierten Apparat, der neben der Beschleunigungsgröße auch den Druck, die Innentemperatur und die Nulllinie registrierte, gewonnen. Die Konstruktion des Apparates wird beschrieben und die Einwirkungen der Turbulenz auf die Bewegungen des Ballons werden als Grundlagen für die Auswertungen abgeleitet. Die Registrierkurven der einzelnen Aufstiege sind wiedergegeben. Daraus ist zu entnehmen, daß die Beschleunigungen in der Stratosphäre durchwegs größer waren als in der Troposphäre, besonders der hohen. Da anzunehmen ist, daß die gemessenen Beschleunigungen im wesentlichen die Vertikalbeschleunigungen der Luft wiedergeben, folgt daraus, daß die Turbulenz in der Stratosphäre am stärksten ist, was auch mit Ergebnissen von in Lindenberg ausgeführten Doppelvisierungen in Übereinstimmung steht. *F. Steinhauser.*

**P. Raethjen.** Fronten und Grenzflächen in Theorie und Erfahrung. Ann. d. Hydrogr. 66, 97—104, 1938, Nr. 3. (Hamburg.) Zur Klärung der Bezeichnungsweise definiert der Verf.: 1. „Grenzflächen“ als aerologisch nachgewiesene Diskontinuitätsflächen des dreidimensionalen Feldes der Temperatur oder der Äquivalenttemperatur; 2. „Fronten“ als Grenzlinien in der Bodenwetterkarte, die durch eine Diskontinuität des zweidimensionalen Temperatur- oder Äquivalenttemperaturfeldes und des zweidimensionalen Windfeldes charakterisiert sind; 3. „Frontflächen“ als solche „Grenzflächen“, die nachgewiesenermaßen eine „Front“ als Spurlinie mit der Bodenfläche besitzen. Als Erfahrungstatsachen werden festgestellt: „Fronten“ sind meist mit starker Bewölkung und mit Niederschlag verbunden, sie sind vorwiegend in Zyklonen zu finden und der Windsprung an ihnen ist stets zyklonal. „Grenzflächen“ zwischen einer unteren Warmluft und oberen Kaltluft sind nie scharf ausgeprägte Flächen sondern immer 2 bis 5 km dicke Übergangsschichten; dagegen sind Grenzflächen zwischen einer unteren Kaltluft und einer oberen Warmluft in Antizyklonen schärfer ausgeprägt als in Zyklonen. Frontflächen bestehen in der Nachbarschaft einer Front aus  $\frac{1}{2}$  bis 5 km mächtigen Übergangsschichten. Diese Erfahrungstatsachen lassen sich aus nachstehender Hypothese folgern: „Scharf ausgeprägte Grenzflächen entstehen in Gebieten mit abwärts gerichteter Vertikalbewegung (durch Schrumpfung), Fronten sind Basislinien der kräftigen aufwärts gerichteten Vertikalbewegungen.“ Es sind demnach die Entstehungsbedingungen für Fronten und Grenzflächen entgegengesetzt. Die Front erscheint als Wirkung einer zuerst entstehenden schräg oder senkrecht aufsteigenden Vertikalbewegung, die durch das Vorhandensein eines horizontalen Temperaturgradienten einer Frontalzone begünstigt werden, aber auch ohne diesen entstehen kann. Als erläuterndes Beispiel wird eine Analyse einer Kaltfront vom 25. Januar 1935 auf Grund von aerologischen Serienaufstiegen gebracht.

*F. Steinhäuser.*

**R. Staude.** Wetterskizzen. Nr. 33: Sind Schrumpfungsinversionen an Luftmassen oder Luftmassengrenzen gebunden? Ann. d. Hydrogr. 66, 134—137, 1938, Nr. 3. (Berlin.) Für 7 Tage wird in Querschnitten durch die Atmosphäre die nach den Beträgen der äquivalentpotentiellen Temperaturen bestimmte Verteilung der Luftmassen und die Lage der Schrumpfungsinversion an diesen Tagen gezeigt. Daraus ist ersichtlich, daß die Schrumpfungsinversion weder an eine bestimmte Luftmasse noch an eine Grenzfläche zwischen zwei Luftmassen gebunden ist. Es kann sogar am selben Beobachtungsort an aufeinanderfolgenden Tagen die Schrumpfungsinversion in verschiedenen Luftmassen liegen. Der Schrumpfungsprozeß ist also nicht auf bestimmte Luftmassen beschränkt.

*F. Steinhäuser.*

**C. W. B. Normand.** On instability from water vapour. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 47—66, 1938, Nr. 274.

**C. W. B. Normand.** Kinetic energy liberated in an unusual layer. Ebenda S. 71—74. Die mit der „Feucht-Labilität“ zusammenhängenden Fragen werden ausführlich diskutiert.

*Riewe.*

**J. Bjerkness.** Saturated-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 325—330, 1938, Nr. 275. (Bergen, Norw.)

*Riewe.*

**J. Letzmann.** Zur Darstellung der äquivalentpotentiellen Temperatur in Schnitten. Ann. d. Hydrogr. 66, 109—115, 1938, Nr. 3. (Dorpat.) Bei Verwendung der absoluten Werte der äquivalentpotentiellen Temperatur zur Darstellung von Querschnitten bleibt die Entscheidung über das Vor-



liegen eines einheitlichen Luftkörpers unklar. Der Verf. empfiehlt daher zur Darstellung solcher Querschnitte an Stelle der Absolutwerte die Differenzen gegen die jeweilig geltende Homologe zu verwenden, wodurch eine einfache Übersicht über die Größe der Abweichung der Eigenschaften einer Luftmasse von denen des betreffenden Luftkörpers gegeben wird. Er erläutert die Vorteile dieser Methode durch den Vergleich eines nach Absolutwerten entworfenen Schnittes mit einem nach der Differenzenmethode gezeichneten. Eine Abschätzung der Ungenauigkeit der Bestimmungen der äquivalentpotentiellen Temperatur, die aus Unsicherheiten der Argumentwerte folgen, ergibt, daß sie im ungünstigsten Falle von gleicher Größe wie die realen Abweichungen der Luftkörpermerkmale vom Normalwerte sein kann. Die Möglichkeit dieser Fehler betrifft den Schnitt nach Absolutwerten und den Schnitt nach der Differenzenmethode in gleicher Weise. Ein zufälliger Fehler kann dagegen im Differenzenschnitt leichter bemerkt werden. *F. Steinhauser.*

**Georg Dudek.** Bemerkungen über die Koppelung von Druckwellen und Regengebieten. Ann. d. Hydrogr. 66, 115—121, 1938, Nr. 3. (Breslau.) Verf. weist auf Unstimmigkeiten in der Bestimmung der Geschwindigkeiten der Druckwelle und der Bahn der Zentren der 24stündigen Druckänderungen in einer Arbeit von Scherhag hin, in der dieser behauptet hatte, daß das Regengebiet vom 18. bis 22. Juni 1937 mit einer von einem Höhentief gesteuerten Druckwelle gekoppelt war und daß der Niederschlag damals nur auf „dynamische“ Weise entstanden ist. Auch die Niederschlagsgebiete und ihre Geschwindigkeiten stimmen nicht mit den Angaben von Scherhag überein. Durch eine eingehende Luftmassenanalyse wird gezeigt, daß sich die Niederschläge in der betrachteten Zeit „Luftmassenmäßig“ erklären lassen. *F. Steinhauser.*

**Béla Béll.** Eine Methode zur Berechnung des Druckes in den Haupthöhen des aerologischen Aufstieges. Meteorol. ZS. 55, 105—106, 1938, Nr. 3. (Budapest.) Verf. geht aus von der Beziehung  $\ln p_2/p_1 = -(z_2 - z_1)/R T_m$  oder  $\log p_2 = \log p_1 - (z_2 - z_1)/66,04 T_m = \log p_1 - 1000/66,04 T_m$ , wenn der Höhenunterschied beider Niveaus 1000 gdm beträgt.  $T_m$  ist die mittlere virtuelle Temperatur der Schichten, die aus der Druck-Temperaturkurve mit Hilfe der Höhenkurve hinreichend genau erhalten werden kann. 1000/66,04  $T_m$  ist für den Temperaturbereich von  $-79$  bis  $+39^\circ$  tabelliert. *F. Steinhauser.*

**G. Tiercy.** Sur la variation du gradient de pression avec l'altitude. C. R. Séances Soc. de phys. de Genève 54, 152—154, 1937, Nr. 3. [Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) 19, 1937, Nov./Dez.] Durch logarithmische Differentiation des Ausdrucks  $p/p_0 = (T/T_0)^{g m/R}$  zeigt sich unter Annahme einer Temperaturänderung mit der Höhe nach  $T = T_0 e^{-z/45000}$  oder allgemein  $T = T_0 e^{-z/m T_0}$ , daß bei  $m(x, y) = \text{const}$  die Isobaren in der Höhe parallel den Isobaren am Boden sind und der Druckgradient sich nach der Formel

$$G = G_0 p/p_0 - \frac{g p z}{R T_0^2} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{oder} \quad G = G_0 e^{\mu z},$$

wo  $\mu$  sehr klein ist, mit der Höhe ändert. Wenn  $m(x, y)$  nicht konstant ist, so bilden die Isobaren in der Höhe mit den Isobarenrichtungen am Boden einen Winkel, der gegeben ist durch

$$\omega = - \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) / \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right),$$

wo die Differentialquotienten die Druckgradienten in der Höhe, bezogen auf das rechtwinkelige Koordinatensystem, dessen  $y$ -Achse am Boden in die Richtung des dortigen Druckgradienten fällt, sind. *F. Steinhauser.*

**Oscar Rivery Ortiz.** La distribución general de las presiones y sus variaciones periódicas y accidentales. (Die allgemeine Verteilung des Druckes und seine periodischen und zufälligen Veränderungen.) Bol. Obs. Nac. (3) 2, 158—183, 1937, Nr. 2. (Orig. spanisch.) Der Einfluß, den wandernde Hoch- und Tiefdruckgebiete auf die Jahreszeiten in Cuba ausüben, wird beschrieben.

*Dede.*

**C. J. Boyden.** The mechanics of the depression. Some criticisms and a contribution. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 85—94, 1938, Nr. 274.

*Riewe.*

**Th. Nogier.** Mesure de la radiation solaire à différentes altitudes. Radiologica 2, 41—42, 1938, Nr. 1/2. (Lyon.)

*Dede.*

**W. Wundt.** Das Reflexionsvermögen der Erde zur Eiszeit. Meteorol. ZS. 55, 81—87, 1938, Nr. 3. (Freiburg i. Br.) Bei neuen Berechnungen der Erdalbedo zur Eiszeit unter Berücksichtigung der geographischen Breite und mit Verwendung der nach den Arbeiten von Milankovitch für die Eiszeit sich ergebenden Strahlungsbeträge, die von denen der Gegenwart abweichen, zeigt sich entsprechend der verminderten Wärmezufuhr im Sommer und der größeren Steillage der Erdachse eine Schwächung des Reflexionseffektes. Die Schätzung der Änderung der Bewölkung in der Eiszeit wurde auf Grund der Penckschen Hypothese über die Zusammendrängung der Klimagürtel in der Eiszeit vorgenommen; danach war durch das Vorrücken des Eis- und Schneerandes der Polarkappen der vorgelagerte Wolkengürtel mit der Westwindzone äquatorwärts verschoben und damit waren die Trockengürtel und der tropische Regengürtel zusammengedrängt worden. Aus der darauf begründeten Schätzung der Größe der hellen und dunklen Flächen wird mit ihren Albedowerten (0,60 bzw. 0,09) und mit Berücksichtigung der diffusen Reflexion für die Nordhalbkugel eine Steigerung des Reflexionsvermögens in der Eiszeit um 3,2 % und für die Südhalbkugel eine solche Steigerung um 0,7 % berechnet. Für die durch die Reflexionsänderung  $dr$  (in %) bewirkte Temperaturänderung  $dT$  findet der Verf.  $dT = -1,28 dr$ . Demnach betrug die eiszeitliche Temperaturerniedrigung der Nordhalbkugel 4,1°. Der Wert ist etwas kleiner als nach früheren Berechnungen bestimmt worden war. Bei Beantwortung der Frage, ob sich die beobachteten Schneegrenzensenkungen durch die errechnete mittlere Temperatursenkung erklären lassen, ist zu berücksichtigen, daß die Abkühlung in den Entstehungsgebieten stärker, in den Folgegebieten aber schwächer war. Eine Senkung der Schneegrenze wird auch (ohne Erniedrigung der Mitteltemperatur) bei Verminderung der Jahresschwankung der Temperatur eintreten. Eine Vermehrung des schneigen Niederschlages bewirkt ein Herabsteigen der Schneegrenze zu höheren Isothermen. Aus allen diesen Effekten zusammen, lassen sich Senkungen der Schneegrenze um 1300 m und örtliche Temperatursenkungen von 7° erklären.

*F. Steinhäuser.*

**Victor H. Regener.** Über die Sonnenstrahlung bei 2100 Å. Naturwissensch. 26, 141—142, 1938, Nr. 9. (Friedrichshafen a. B.) Es wird bei Hochaufstiegen mit Registrierballonen nach der Sonnenstrahlung gesucht, die bei etwa  $\lambda = 2100 \text{ Å}$  in der Lücke zwischen der Ozon- und der Sauerstoffabsorption vielleicht bis in erreichbare Höhen in der Atmosphäre herunterkommen kann. Der Spalt des lichtstarken Spektrographen wurde während des Aufstieges, trotz der Drehungen der Apparategondel, mit Hilfe eines von Photozellen gesteuerten Helio- staten dauernd von direktem Sonnenlicht beleuchtet. Streulicht war durch ein besonderes Prismenfilter mit Totalreflexion ausgeschaltet. Bei drei Aufstiegen, die bis in die Nähe von 25 km Höhe gingen, konnte aber bei 2100 Å keine Intensität nachgewiesen werden.

*E. Regener.*

**A. Ahmed.** Theory explaining the difference in the minimum altitude of visibility of the new moon at different latitudes. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 98, 48—55, 1938, Nr.1. Geprüft werden die verschiedenen Definitionen der Dämmerung. Als aktive Dämmerung wird die Zeit bezeichnet, während der der Neumond nicht beobachtbar ist, dabei ergibt sich die aktive Dämmerung länger als die bürgerliche. Um die von verschiedenen Beobachtern angegebene Beobachtungsmöglichkeit des Neumondes zu erklären, wird das Ende der aktiven Dämmerung für verschiedene geographische Breiten mit Bernoulli's Formel  $\sin t/2 = \sin m/2 \cos \varphi$ , wo  $m$  der Stand der Sonne unter dem Horizont zu  $7^{\circ} 42' 30''$  angenommen wird. Die Übereinstimmung mit Beobachtungen von Cairo, Samarkand und Paris ist befriedigend. *Sättele.*

**C. Wirtz.** Strahlungsbeobachtungen mit dem Silverdisk und ihre Bearbeitung nach einem Korrelationsverfahren. *Ann. d. Hydrogr.* 66, 126—131, 1938, Nr.3. (Krefeld.) Rund 1300 Strahlungsmessungen mit einem Silverdisk-Pyrheliometer (SJ 52) während der Jahre 1927 bis 1934 in Kiel werden statistisch nach Jahreszeiten und Luftmassen bearbeitet. Es werden „meteorologisch-optische Konstanten“ für Kiel abgeleitet. — Höchster in Kiel beobachteter Strahlungswert:  $1,437 \text{ gcal/cm}^2 \cdot \text{sec}$ . *H. Israël-Köhler.*

**František Link.** Phénomènes crépusculaires visibles pendant les éclipses totales du Soleil. *C. R.* 206, 1135—1137, 1938, Nr.14. Theoretische Studie über die zur normalen Dämmerung analogen Erscheinungen bei teilweiser Beschattung der Atmosphäre bei Sonnenfinsternissen. *H. Israël-Köhler.*

**Y. Kawabata.** Spectrographic observations of the amount of atmospheric ozone at the total solar eclipse of June 19, 1936. *Jap. Journ. Astron. Geophys.* 14, 264, 1938, Nr.2.

**T. Kitaoka.** Optical observations at Memanbetu during the total solar eclipse of June 19, 1936. *Jap. Journ. Astron. Geophys.* 14, 277—278, 1938, Nr.2. *Riewe.*

**T. E. Aurén.** Luminous efficiency of solar radiation. *S.-A. Comm. Meteorol. Hydrogr. Anst. Stockholm* 1937, 23 S., Nr.16. Als Einheit  $E_s$  der „Beleuchtung“ wird das Mittel der Strahlung auf eine horizontale Fläche von Sonne und Himmel an wolkenlosen Tagen bei  $45^{\circ}$  Sonnenhöhe, gemessen mit Kalium-Zelle und Gelbfilter (Schott GG 11), gewählt. Als „luminous efficiency“ (l. e.) ist das Verhältnis  $E_s \cdot H$  ( $H$  = Zeit) zur Energiezustrahlung im Spektrum unterhalb  $623 \text{ m}\mu$  im gleichen Zeitraum definiert. Es wird ein neues Solarimeter zur Ermittlung der gesamten und der gefilterten Strahlung beschrieben. — Für die Beziehungen zwischen „l. e.“, dem Rotanteil der Strahlung und der „relativen Beleuchtung“ werden aus 440 Beobachtungstagen formelmäßige Beziehungen abgeleitet. Die Möglichkeit der Ermittlung der Totalstrahlung aus Beleuchtungsmessungen wird diskutiert. *H. Israël-Köhler.*

**W. R. G. Atkins.** Photo-electric measurements of the seasonal variations in daylight around  $0,41 \mu$ , from 1930 to 1937. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 165, 453—465, 1938, Nr.923. (Dep. Gen. Physiol. Marine Biolog. Lab. Plymouth.) Zusammenstellung der monatlichen Mittel- und Extremwerte von täglichem Helligkeitsmaximum in Kilolux und täglicher Gesamtbeleuchtung in Kilolux-Stunden — registriert mittels Na-Zelle unter horizontaler Opalglasscheibe — in Plymouth für die Jahre 1930 bis 1938. Extreme des täglichen Helligkeitsmaximums: 3,2 und 197,6 Kilolux, der täglichen Gesamthelligkeit: 14,5 und 1323 Kilolux-Stunden. Das Jahr 1930 fällt in den achtjährigen Zeitraum dadurch auf, daß es in den Monaten April bis November die mittleren und absoluten



Höchstwerte des täglichen Helligkeitsmaximums, ferner im März bis November die absoluten und im April, Juni bis Oktober und Dezember die mittleren Höchstwerte des täglichen Helligkeitsintegrals enthält. Ein Vergleich mit der Gesamtstrahlung auf eine horizontale Fläche (in  $\text{gcal/cm}^2$ ) für London zeigt für das Jahr 1930 ebenfalls einen merklich erhöhten Wert. — Die jährliche Gesamthelligkeitssumme entfällt zu 75 bis 80 % auf die sechs Sommermonate (Mai bis Juli sind mit je 15 bis 18 %, Dezember nur mit 1,5 % beteiligt). *H. Israël-Köhler.*

**F. Schmid.** Symétries et asymétries de la lumière pourprée. Ann. Guébbard-Séverine 13, 175—186, 1937. (Oberhelfenswil, Schweiz.) Verf. schließt aus seinen jahrzehntelangen Dämmerungsbeobachtungen, daß die asymmetrische Gestalt des Purpurlichtes, wie sie gelegentlich auch von anderer Seite beobachtet worden ist, reell ist und durch eine Art Linsenwirkung der Erdatmosphäre gedeutet werden kann. (Vgl. auch Phys. Ber. 18, 978, 1937, bzw. S. 80 im geophys. Teil.) *H. Israël-Köhler.*

**René Bernard.** Etude interférentielle de la radiation jaune  $\lambda$  5893 Å du ciel crépusculaire et preuve de la présence du sodium dans la haute atmosphère. C. R. 206, 928—930, 1938, Nr. 12. Im Anschluß an seine früheren Beobachtungen der gelben Dämmerungslinie 5893 Å (vgl. Phys. Ber. 19, 1376, 1938) untersucht Verf. deren Feinstruktur mittels eines Perot-Fabry-Interferometers bei verschiedener Lamellendicke (0,14 bis 1,5 mm) und verschiedenem Lamellenmaterial (Glimmer, Quarz, Luft). Wellenlängen unter 5750 Å werden durch geeignete Filter abgeblendet; die roten Wellenlängen kommen bei geeigneter Plattenauswahl nicht mehr zur Wirkung. Die Aufnahmen, auf denen zum Vergleich jeweils noch das Interferenzbild direkten Na-Lichtes mit abgebildet wird, beweisen die Identität der gelben Dämmerungslinie mit dem Na-Duplet  $D_1D_2$  (Intensitätsverhältnis etwa 2:1). Die Höhe der Na-Dampf enthaltenden Schicht wird zu etwa 60 km angenommen; ihre vertikale Mächtigkeit kann nicht groß sein, da das Na-Duplet im Nordlichtspektrum, also in Höhen über 70 km, fehlt. *H. Israël-Köhler.*

**René Bernard.** Sur les variations d'intensité de la raie D du sodium présente dans le spectre de la lumière du ciel au crépuscule. C. R. 206, 1137—1140, 1938, Nr. 14. Verf. verwahrt sich gegen die Behauptung von Cabannes, Dufay und Gauzit (C. R. 206, 870, 1938), daß die von ihm im Dämmerungsleuchten entdeckte gelbe Linie 5893 Å (D-Linie des Na) schon bei den Untersuchungen von Curie und Edwards (Terr. Magn. 41, 265, 1936) in Kanada während des Polarjahres 1932/33 beobachtet worden sei und diskutiert im einzelnen die betr. Spektalaufnahmen. *H. Israël-Köhler.*

**W. Groth und H. Suess.** Bemerkungen zur Photochemie der Erdatmosphäre. (Über die Entstehung des freien Sauerstoffes und die photochemische Bildung organischer Stoffe.) Naturwissensch. 26, 77, 1938, Nr. 5. (Inst. phys. Chem. Hamburg.) Durch Belichtung eines Gemisches von Kohlendioxyd und Wasserdampf mit der Xenonlampe im Schumann-Gebiet werden beide Mischkomponenten dissoziiert. Aus den Dissoziationsprodukten werden Aldehyde gebildet. Dieser Photoprozeß gibt einen Hinweis, wie in der Uratmosphäre der Erde Sauerstoff und gewisse Kohlenstoffverbindungen entstehen konnten. *Smakula.*

**J. C. Ballard.** Some outgoing-radiation and surface-temperature measurements at Fargo, North Dakota. Nat. Res. Council 1937, S. 127—130, Nr. 1. (Weather Bur. Airport Stat. Arlington, Virginia.) Im Winterhalbjahr 1936/37 wurden zum Studium der Abkühlung der unteren Luft-

schichten nach Möglichkeit stündliche Messungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung mit einem Melikeron und täglich zwei Flugzeugaufstiege gemacht. An drei ausgewählten Beispielen werden die wesentlichen Ergebnisse erläutert. In klarer Nacht sank bei einer bis 2000 m Höhe reichenden Inversion die Temperatur am Boden beständig bis zum Morgen. Bei Anwesenheit von wärmeren Wolken an der Inversionsgrenze zeigte sich aber ein Temperaturanstieg am Boden und zeitweise ein Überschuß der Gegenstrahlung über die Ausstrahlung des Bodens. Durch die Ausstrahlung zum Boden hin kühlt sich die Wolkendecke an ihrer Unterseite und damit auch die Luft in diesem Höhenbereich ab; die Wolkendecke erweitert sich dabei nach unten hin und die Abkühlung kann auch Niederschläge auslösen.

*F. Steinhauser.*

**H. Landsberg** and **H. Jobbins**. Determinations of sky-blue. Nat. Res. Council. 1937, S. 143—144, Nr. 1. (Geophys. Lab. State Coll. Penn.) Es wurde ein einfaches Instrument zur Bestimmung des Himmelsblau konstruiert, das einen Glaskeil aus einer bestimmten Glassorte der Corning-Glaswerke benutzt. Er hat sein Durchlässigkeitsmaximum bei 425 m $\mu$ . Es ist vor einer Lupe vorbeizubewegen, wobei die Hälfte des Gesichtsfeldes für den Himmel frei bleibt. Der Glaskeil wird durch einen Spiegel mit Sonnenlicht beleuchtet; er hat eine Dicke von 0,015 bis 0,584 cm auf eine Länge von 15,3 cm. Es werden einige mit dem neuen Instrument gemachte Messungen mitgeteilt, zunächst ein Vergleich zwischen der früher üblichen Blauskala und den Glaskeildicken. Weiter werden die Ablesungen bei 5 und 60° über dem Horizont bei einem Azimut von 180° gegen die Sonne in Beziehung gesetzt zu den Werten der horizontalen Sichtigkeit. Geringe Sicht und blasser Himmel gehen zusammen. Bei geringer Sicht ist die Zunahme des Himmelsblau vom Horizont zum Zenit bedeutend kleiner als bei guter Sicht. Es werden Blaubestimmungen über die halbe Himmelskugel ausgeführt. *Ritschl.*

**A. Schneider**. Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. Gerlands Beitr. 52, 500, 1938, Nr. 3/4. Berichtigung. Vgl. Phys. Ber. 19, 488, 1938. *Dede.*

**A. Batyguina**. Facteur de turbidité de l'atmosphère à quelques points de l'URSS. Mem. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1, 3—43, 1934, Nr. 1. (Russ. mit franz. Zusammenf.) Die Arbeit gibt eine Zusammenstellung der Trübungsfaktoren für neun russische Stationen: Taschkent, Tiflis, Wladiwostok, Kisslowodsk (Kaukasus), Feodosia, Kursk, Irkutsk, Kostroma und Slutzk, geordnet nach Monats- und Luftmassenmitteln für die einzelnen Beobachtungsjahre. Die längste Reihe besitzt Slutzk (1912 bis 1931), für die übrigen Stationen sind Zeiträume von 3 bis 6 Jahren bearbeitet. Der Trübungsfaktor für Luftmasse 4 (2 bzw. 1,5) schwankt für die einzelnen Stationen zwischen 2,10 und 2,20 (2,14 und 2,28 bzw. 2,52 und 2,59) mit Ausnahme von Tachkent (2,00, 2,22 bzw. 2,42) und Feodosia (2,43, 2,76 bzw. 2,92). Im Material von Slutzk ist die Katmairübung deutlich zu erkennen: Trübungsfaktor für Luftmasse 8 hat den Wert 1,92 bzw. 1,79 für 1912 bis 1931 bzw. 1915 bis 1931. (Nach der französischen Zusammenf.)

*H. Israël-Köhler.*

**T. E. W. Schumann**. The theory of hailstone formation. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 3—21, 138, Nr. 274. *Riewe.*

**Ernesto E. Tabío**. Las turbonadas y la aviación. (Regenböen und die Luftfahrt.) Bol. Obs. Nac. (3) 2, 184—193, 1937, Nr. 2. (Orig. spanisch.)

**Max Hottinger**. Einiges über Luftfeuchtigkeit. Gesundheits-Ing. 61, 213—220, 1938, Nr. 16. (Eidgen. T. H. Zürich.) *Dede.*

**Pierre Lejay**. Variations de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air au voisinage de Shanghai. C. R. 206, 1065—1068, 1938, Nr. 14. Verf. bestimmt regelmäßig an klaren Tagen den Gesamtwasserdampf-

gehalt der Atmosphäre aus den Absorptionsbanden  $\Psi$  (1,469  $\mu$ ),  $\Phi$  (1,119  $\mu$ ) und  $\phi$  (0,933  $\mu$ ) und findet aus Beobachtungen von 1935 bis 1937 einen Jahresgang dieses Elementes von etwa 0,6 cm „Niederschlagswasser“ im Winter bis zu dem relativ hohen Wert von 6 bis 7 cm im Sommer. Für die Hannsche Formel ergibt sich für den Sommer etwa die Konstante 2,0, für die übrige Zeit 1,5 bis 1,6. Mit Ausnahme der Sommermonate sind also die unteren Schichten hier relativ feuchter als anderswo. Aus dem wesentlich parallelen Gang zwischen Wasserdampfgehalt am Boden und Gesamtwasserdampfgehalt während des ganzen Jahres wird auf eine bemerkenswerte Homogenität der Atmosphäre, auch außerhalb der Monsunzeiten, geschlossen.

*H. Israel-Köhler.*

**G. Riedel.** Bemerkungen zu der Abhandlung von Herrn W. Findeisen: „Entstehen die Kondensationskerne an der Meeresoberfläche?“ Meteorol. ZS. 55, 64—67, 1938, Nr. 2. (Reichsamt f. Wetterdienst, Norderney.) Messungen mit einem Scholzschens Kernzähler und einem Zeisschen Konimeter mit Leimanstrich an vier Stellen auf Norderney vom Meer bis zur Schule im Ort ergaben bei Seewind (N-NNW) von mindestens 5 m/sec im Mittel aus 15 Meßtagen vom Meer landeinwärts eine rasche Zunahme des Kerngehaltes auf das 186fache und eine Zunahme des Staubgehaltes auf das 11,4fache. Ein Teil der Zunahme kann dadurch erklärt werden, daß aufgewirbelte Meerwasserspritzer, die in unmittelbarer Wassernähe wegen ihrer Größe im Kernzähler schon vor der Zählung ausfallen, weiter weg durch Verdunstung auf die für zählbare Kerne erforderliche Größe gebracht und mitgezählt werden. Ein weiterer Teil der Zunahme kann auf durch Wind aufgewirbelten Staub zurückgeführt werden. Da beide Ursachen für die starke Zunahme aber nicht hinreichend sind, muß eine Verunreinigung der Luft durch die Siedlungen als ausschlaggebend angenommen werden. Für die Zunahme des Kerngehaltes von der Meeresoberfläche bis zum doppelten auf der Höhe einer Düne wird noch eine Erklärung darin gesehen, daß in den untersten Schichten die von einer früheren Landüberquerung her in der Luft vorhandenen Kerne durch das verspritzte Meerwasser ausgewaschen werden. Diese Filterwirkung der Meerwasserzerspritzung konnte im Wellenschwimmbad besonders untersucht und nachgewiesen werden. Mit einer eigenen Meßanordnung, die beschrieben wird, konnten Gewicht und Anzahl der durch Meerwasserzerspritzung erzeugten Teilchen direkt nachgewiesen werden. Die Ergebnisse werden mit den von W. C. Jacobs und W. Findeisen auf andere Art gewonnenen Werten verglichen.

*F. Steinhäuser.*

**M. Konstantinova-Sklesinger.** Dosage de l'ozone atmosphérique à l'altitude de 13 et 14 km. C. R. Moscou (N.S.) 18, 337—338, 1938, Nr. 6. (Inst. Phys. P. N. Lebedeff. Acad. Sc. URSS.) Verf. teilt vorläufige Ergebnisse direkter Ozonbestimmungen auf chemischem Wege von 0 bis 14 km Höhe mit und stellt diese Werte in Parallele zu den indirekt gewonnenen Ozonverteilungskurven von Götz, Regener u. a. Zwischen 3 und 12 km Höhe stimmt die gefundene Verteilung fast völlig mit der von Dobson und Meetham für Tromsö abgeleiteten überein. Die Messungen sollen durch häufigere und höhere Aufstiege fortgesetzt werden.

*H. Israel-Köhler.*

**H. Maurer.** Über Funkortung und seismische Ortung. Ann. d. Hydrogr. 65, 579, 1937, Nr. 12. Bestimmt man die Richtung eines Großkreises, aus der ein Funksignal oder eine seismische Erschütterung einen bekannten Ort getroffen hat, so erlaubt das Herrlesche Diagramm, einen Ort desselben Großkreises auf einem 20° östlicher oder westlicher gelegenen Meridian zu finden. Zweckmäßiger ist es, statt des Herrleschen Kursdiagramms das auf Schiffen



verbreitete Weirsche Azimutdiagramm zusammen mit einer geradwegigen Karte zu verwenden, um die Schumachersche Ortungsmethode durchzuführen. Damit lassen sich meridiannähere Peilstrahlen auswerten und auch bei Verwendung der jeweils besten Längenunterschiede die Ablesegenauigkeit steigern. *Winckel.*

**A. Wedemeyer.** Verwendung des Kursdiagramms von G. Herrle in der Funkortung und in der Seismik. Ann. d. Hydrog. 65, 580, 1937, Nr. 12. Nach Schumacher ist das Herrlesche Diagramm für Funkortung durch Fremdpeilung zu verwenden. Der kleine Maßstab des Diagramms ist aber für die praktische Lösung hinderlich. In der Seismik wird man lieber das Poldreieck zeichnen, in ausreichendem Maßstab, dann den Winkel des Dreiecks messen und durch eine Tabelle auf dem Kugelwinkel beschicken. Das Verfahren versagt, wenn die Funkstation in der Nähe des Äquators liegt. Man muß dann die Meßkarte benutzen, die mehrere Orte des Großkreises liefert. *Winckel.*

**Emil Flach.** Atmosphärisches Geschehen und witterungsbedingter Rheumatismus. Der Rheumatismus, Sammlung von Einzeldarstellungen aus dem Gesamtgebiet der Rheumaerkrankungen, herausgegeben von Rudolf Jürgens, Berlin. Bd. 4. Mit 35 Abb. 122 S. Geb. RM 8,—; kart. RM 7,—. Dresden, Verlag Theodor Steinkopff, 1938. Verf. versucht, im Anschluß an seine bisherigen diesbezüglichen Arbeiten die meteoropathologischen Krankheitserscheinungen, insbesondere also die rheumatischen und Erkältungskrankheiten, ausschließlich durch Einwirkungen absteigender Luftbewegungen in der Atmosphäre zu erklären. Als meteorologischer Index dient in der Hauptsache der Dampfdruck und seine Veränderlichkeit, als biologischer Test wird die Selbstbeobachtung einiger Rheumatiker bezüglich des Auftretens und der Tagesverteilung der Schmerzen sowie (für Erkältungskrankheiten) die ärztliche Beobachtung an den Patienten einer Kinderheilstätte in Bad Elster herangezogen. Im Gegensatz zur meteoropathologischen Orientierung nach Fronten und Luftmassenwechseln legt Verf. das Hauptgewicht auf das frontenlose Wettergeschehen. Zahlreiche Einzelfälle werden graphisch dargestellt; größeres statistisches Vergleichsmaterial wird allerdings nicht angeführt. — Bei der Besprechung der mutmaßlichen Ursachenfaktoren geophysikalischer Art kommt Verf. zu der Annahme, daß Vorgänge und Wandlungen im Wasserdampf-Aerosol allein an der Krankheitsauslösung beteiligt sind. Die Beteiligung von Luftdruckschwankungen jeglicher Art wird abgelehnt. *H. Israël-Köhler.*

**K. Büttner.** Erythembildung durch Sonnen- und Himmelsstrahlung. S.-A. Verh. 3. Intern. Kongr. f. Lichtforsch. Wiesbaden, 1. bis 7. Sept. 1936, S. 53—58. (Kiel.) Verf. berichtet über erste Versuche zur Klärung des bioklimatisch wichtigen Fragenkomplexes: Wie hängt das Erythem mit der applizierten Ultraviolettosis zusammen? Gibt es eine Reizschwelle? Welche Wellenlängen des Sonnenspektrums sind bei der Erythembildung beteiligt? — Nach Überschreiten einer niedrigen Mindestdosis steigt die (objektiv gemessene) Hautrötung annähernd proportional mit der Länge der Bestrahlung an. Bei tiefstehender Sonne erzeugte Rötungen sind sehr flüchtig; zur dauerhaften Pigmentierung ist also das längerwellige Ultraviolett der Sonne nicht befähigt. *H. Israël-Köhler.*

## Geophysikalische Berichte

**P. Arbenz.** Albert Heim 1849—1937. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 118. Jahresvers. in Genf 1937, S. 330—353. *Dede.*

**W. Peppler.** Professor Dr. Julius Maurer †. Wetter 55, 37—39, 1938, Nr. 2. (Friedrichshafen.) *H. Israël.*

**Rudolf Schneider.** Prof. Dr. Stanislav Kanzlík Šedesátníkem. Bull. Soc. Tchecosl. Physiatr. Prag 18, 1—6, 1938, Nr. 1/2. (Tschech. mit franz. Zusammenf.) *Dede.*

**A. G. McNish.** Utilitation aspects of geophysics. Scient. Monthly 46, 495—507, 1938, Nr. 6. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington.) Gemeinverständliche Darstellung der praktischen und wirtschaftlichen Bedeutung geophysikalischer Untersuchungen. *Szivessy.*

**M. Paul.** Bemerkungen zu: Hermann Fricke, Meteorologie und Schwerkraft. Meteorol. ZS. 55, 189—190, 1938, Nr. 5. (Berlin.) Es wird die Unhaltbarkeit der von H. Fricke in verschiedenen Arbeiten entwickelten Ansichten dargelegt. *F. Steinhauser.*

**Karl Keil.** Ein Beitrag zur Geschichte der Meteorologie in Preußen. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 4, Nr. 7, 17 S., 1938. *Dede.*

**Hellmut Berg.** Die Stellung der Meteorologie im Rahmen der Naturwissenschaften. Wetter 55, 25—31, 1938, Nr. 1. (Köln.) *H. Israël.*

**A. Jelinek.** Meteorologie und Welteislehre. Wetter 55, 142—148, 1938, Nr. 5. (Berlin.) „Zur Wahrung des Ansehens der deutschen Wissenschaft ist ein Aufklärungsfeldzug gegen die Welteislehre notwendig“ (Schlußwort des Verf.). 20 Literaturangaben pro und contra. *H. Israël.*

**B. P. Weinberg.** On the dependence of the optimal distance between the points of observations at magnetic microsurveys from the precision of the determinations. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1936, S. 30—35, Nr. 5. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Verf. diskutiert die Ergebnisse einer Mikrountersuchung von N. N. Trubjatschinsky in manganreicher Gegend, wobei zuerst direkt die aus den Messungen erhaltenen Resultate und dann mit den stufenweisen Abrundungen der beobachteten Werte bis zu 30' für  $D$  und bis zu 100' für  $H$  und  $Z$ . — Diese Abrundungen ändern, wie aus Tabelle 1 bis 3 hervorgeht, nicht merkbar den Wert des optimalen Abstandes, wenn für die Bestimmung dieses Abstandes die Zufälligkeiten der Beobachtungen benutzt wurden. Die beiden Karten zeigen, daß das allgemeine Verhalten der Isolinien nur wenig durch diese Abrundungen geändert wird, wobei die erste die unmittelbaren Beobachtungen benutzt und die zweite die Werte von  $H$  auf  $21\,200 + 40t$  abgerundet. (Zusammenfassung des Verf.) *Riewe.*

**V. Gnevusheff and V. Petchernikoff.** Apparatus for measuring the gradient of the magnetic earth's field at an altitude. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1936, S. 36—42, Nr. 5. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Die vorliegende Arbeit gibt die Beschreibung eines Apparates, der für die Vermessung magnetischer Anomalien vom Flugzeug aus entwickelt wurde. Der Hauptteil des Apparates ist ein Rahmen mit einer Reihe von Spulen, in denen beim Durchqueren eines inhomogenen Magnetfeldes (über der Anomalie) eine EMK entsteht, die mit Hilfe eines Voltmeters gemessen wird. Die Arbeit gibt die Berechnung und den technischen Bau des Apparates wie auch die Ergebnisse der Labora-

toriumsprüfungen. — Der Apparat ist zur Messung der Z-Komponente geeignet. Er kann auch auf einem Wagen angebracht werden, wozu ein größerer Rahmen und eine größere Zahl von Spulen vorbereitet wurden. (Zusammenfassung der Verff.) *Riewe.*

**E. Walsky.** Über Messungen des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1936, S. 43—56, Nr. 5. (Russ. mit deutsch. Zusammenf.) In diesem Artikel wird die rekognoszierende Methode magnetischer Forschungen mit dem Magnetron beschrieben; sie wird jetzt vom „Institut für Erdmagnetismus und atmosphärische Elektrizität“ ausgearbeitet. Der neue Apparat unterscheidet sich von den bisher benutzten dadurch, daß man mit ihm Untersuchungen magnetischer Natur auch während andauernder Bewegungen (Eisenbahn, Auto usw.) ununterbrochen ausführen kann. — Das Magnetron stellt eine Vakuumröhre mit Doppelanode dar, deren Anodenstrom vom Magnetfeld beeinflusst wird. Die wiedergegebene Kurve zeigt die Veränderung des Anodenstroms bei einer Änderung des Magnetfeldes; bei Änderungen im steilen Bereich der Kurve ändert sich der Anodenstrom proportional. Die absoluten Werte des untersuchten Feldes wurden durch Beobachtungen des Anodenstroms bestimmt, wobei es durch das gegengerichtete magnetische Feld einer Helmholtz-Spule kompensiert wird. — Der Verf. führte ununterbrochene Messungen der Z-Komponente des erdmagnetischen Feldes in einem fahrenden Eisenbahnzug im Gebiet der magnetischen Anomalie von Kursk durch. Die längs der Eisenbahnlinie erhaltenen Anomalien stimmten mit den früher gegebenen Daten des Atlases der KMA. gut überein. — Außer den früher bekannten Anomalien gelang es dem Verf., zwei neue zu entdecken, die später bei magnetischen Mutungen mit dem Magnetometer von Tibery bestätigt wurden. (Zusammenf. d. Verff.) *Riewe.*

**Faris Minaw and Henry Antoun.** Simultaneous transmission and reception of electric waves. Gerlands Beitr. 53, 223—235, 1938, Nr. 1/3. (Phys. Dept. Egyptian Univ. Kairo.) Es wurde eine Methode zur simultanen Gittermodulation eines Röhrensenders und Röhrenempfängers, die beide mit gleicher Frequenz arbeiten und mit derselben Antenne gekoppelt sind, entwickelt, wobei der Sender einen entfernten aber nicht den benachbarten Empfänger beeinflussen und der Empfänger einen entfernten aber nicht den benachbarten Sender nachweisen kann. Es wird darauf hingewiesen, daß die Methode zur Messung der Höhe der Ionosphäre, zur Forschung nach Erzlager und Grundwasser in Trockengebieten und zur Duplextelegraphie und Telephonie verwendbar ist. *F. Steinhauser.*

**Oleg Yadoff.** Sur l'enlèvement des charges électriques au moyen d'un jet d'air intense. C. R. 206, 510—512, 1938, Nr. 7. Verf. untersucht experimentell die Frage der Fortleitung einer elektrischen Ladung von einer isolierten Kugel mittels eines Luftstrahles. Die Kugel hatte einen Durchmesser von 35 mm, der Luftstrahl eine Geschwindigkeit von 410 m/sec. Die mit einem Blättchen-Elektroskop beobachtbare Ladung wurde unter Einwirkung des Luftstrahles in etwa ein Fünftel der Zeit, wie sie sich ohne Luftstrahl ergab, fortgeführt (z. B. in 7 Minuten statt 32 Minuten). Bei Versuchen in geschlossenen Röhren war das Verhältnis der Zeiten etwa 1:2 (etwa 55 sec mit Luftstrahl und 105 sec ohne Luftstrahl). Die Erscheinungen waren für positive und negative Ladungen in gleicher Weise vorhanden. Die Luftfeuchtigkeit spielt naturgemäß eine große Rolle. Eine nähere Beschreibung der Versuche wird angekündigt.

*W. Hohle.*

**Karl Wohltmann.** Vergleichende Untersuchungen an Bimetallthermometern. Ann. d. Hydrol. 66, 145—161, 1938, Nr. 4. Die Arbeit be-



schäftigt sich mit den Voraussetzungen, denen ein Bimetallthermometer entsprechen muß, um den besonderen Anforderungen eines aerologischen Radiosondenaufstieges zu genügen. Da bei derartigen drahtlos übertragenen Meßreihen im allgemeinen mit dem Verlust des Instrumentes zu rechnen ist, entfällt die Möglichkeit einer nachträglichen Kontrolle. Daher ist der Vorbehandlung und der Art des Eichverfahrens große Bedeutung beizumessen. — Es wird eine einfache Anordnung beschrieben und abgebildet, mit der eine Anzahl verschiedener Bimetallsorten hinsichtlich der bei verschiedener Behandlungsweise eintretenden Empfindlichkeitsänderungen untersucht wurde. Die Bimetalle wurden fabrikneu nach zwei verschiedenen Verfahren untersucht: 1. Es wurden Messungen in dem für aerologische Zwecke in Frage kommenden Temperaturbereich von  $-70^{\circ}\text{C}$  bis  $+20^{\circ}\text{C}$  durchgeführt und die in längeren Zeiträumen eintretenden Veränderungen festgestellt. 2. Nach einer Hitzebehandlung bei  $+200^{\circ}\text{C}$  wurde der Einfluß dieser Überbeanspruchung auf die Empfindlichkeit im aerologischen Temperaturbereich untersucht. Die so gewonnenen Empfindlichkeitsmessungen werden in zahlreichen Kurven und Tabellen mitgeteilt. Die beobachteten Empfindlichkeitsänderungen werden zurückgeführt auf Änderungen der linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten sowie auf Änderungen der Elastizität der Komponenten und der Bindung, insbesondere unter Mitwirkung plastischer Verformungen. *Kessel.*

**W. Dammann.** Zur Frage der Auswertung der Aufzeichnungen von Schreiblegenmessern. *Wetter* 55, 162—167, 1938, Nr. 5. (Berlin.) Die Auswertung der Aufzeichnungen von Schreiblegenmessern wurde bisher, besonders im wichtigen Falle der Starkregen, unter zwei verschiedenen Gesichtspunkten vorgenommen, dem klimatologisch-wissenschaftlichen (Hellmann, Kassner, Wussow) und dem wasserwirtschaftlich-praktischen (Haeuser, Reinhold). Verf. schlägt ein Auswertungs- und Veröffentlichungsverfahren vor, das zugleich beiden Seiten die benötigten Werte zur Verfügung stellt. Danach wäre erforderlich: 1. Stündliche Auswertung an einer gut verteilten Zahl von Stationen; 2. Statistik aller einzelnen Niederschläge unter Angabe ihrer Intensität oder Regenhöhe und der Zeitpunkte ihres Anfangs und Endes; 3. Starkregenauswertung für eine größere Zahl von Stationen nach dem rechnerisch-statistischen Verfahren von Haeuser. (Freilich wäre bei Punkt 1 und 2 unbedingt eine ganzjährige Registrierung notwendig.) Auf diese Weise würden 1. Untersuchungen des täglichen Ganges der Niederschläge, 2. eine genauere Kenntnis der Niederschlagsverhältnisse als bisher (einmal-tägliche Messungen und Monatssummen) ermöglicht und 3. den rein praktischen Bedürfnissen Rechnung getragen werden. *H. Stapf.*

**Kurt Wegener.** Die Strahlung des Bodens. *Meteorol. ZS.* 55, 133—137, 1938, Nr. 4. (Graz.) Verf. hat ein Instrument zur Messung der effektiven nächtlichen Ausstrahlung und damit zur Bestimmung der effektiven Strahlungstemperatur des Nachthimmels entwickelt, das im wesentlichen aus einem horizontal gestellten Parabolspiegel zur Sammlung der effektiven Nachthimmelstrahlung im Brennpunkt besteht, wo eine Lötstelle eines Thermoelements sich befindet, während die zweite Lötstelle sich auf Lufttemperatur einstellt. Es wird die Strahlungswirkung auf den Aufbau der Atmosphäre in Strahlungswechselgebieten, wie z. B. in Innerasien oder Nordamerika, und in beständigen Strahlungsgebieten, wie in Grönland und im Südpolargebiet, im Zusammenhang mit den Ferrel'schen Hoch- und Tiefdruckgebieten diskutiert und der Meinung Ausdruck gegeben, daß bei allen meteorologischen Betrachtungen die irreversiblen Vorgänge der Strahlung zu berücksichtigen und dabei lieber auf exakte Rechnungen, die dadurch oft schwierig oder unmöglich werden, zu verzichten sei. *F. Steinhäuser.*

**O. Eckel und F. Sauberer.** Über Messungen der Himmelsstrahlung mit Photoelementen. Meteorol. ZS. 55, 151—152, 1938, Nr. 4. (Wien.) Es wird auf die gute Verwendbarkeit von Sperrschichtphotoelementen zur Messung der räumlichen Verteilung der Himmelsstrahlung hingewiesen. Dabei können auch Filter benützt werden. Da die Ausmessung von 36 Punkten der Himmelskugel bereits in 5 bis 7 Minuten durchzuführen ist, kann bei Verwendung von Schott-Filtern auch die Methode der Differenzenbildung zur Ableitung der Strahlung in beiderseits begrenzten Spektralbereichen verwendet werden. Auf Besonderheiten des Meßvorganges und der Eichung wird aufmerksam gemacht. In graphischen Darstellungen ist die Verteilung der Himmelshelligkeit im Rot und im Blaugrün für einen Sommertag in Wien und die Verteilung der Himmelshelligkeit hinter Schott-Filter RG<sub>2</sub> im Sonnen- und Gegenvertikal bei verschiedenen Sonnenhöhen in relativen Einheiten wiedergegeben. Eine Tabelle zeigt die Verteilung der Himmelsstrahlung im Rot, Grün und Blau über Wien bei 50° Sonnenhöhe.

*F. Steinhäuser.*

**H. Landsberg and H. Jobbins.** Measurements of sky-blue and U. V. E. Gerlands Beitr. z. Geophys. 52, 270—279, 1938, Nr. 3/4. (School of Min. Ind. State Coll., Pennsylvania.) Es wird ein neues Instrument zur Bestimmung des Himmelsblaus beschrieben, das aus einem 15 cm langen und in der Dicke von 2,5 auf 0,25 mm abfallenden Blauglaskeil besteht, der von gespiegeltem Sonnenlicht beleuchtet wird und beweglich im Gesichtsfeld angeordnet ist. Mit dem Blauglaskeil kann auch die Verteilung des Blaus über dem Himmel gemessen werden. Vergleichsmessungen mit einer Linkeschen Blauskala ergaben die Beziehung  $B = 4w + 3$  zwischen Blauskalenteilung  $B$  und der in mm angegebenen Dicke des Blauglaskeiles  $w$ . Nach Messungen im Frühling 1937 in Pennsylvanien zeigte der Tagesgang des Himmelsblaus ein deutliches Minimum zur Mittagszeit. Der blaueste Punkt am Himmel findet sich meist 90° von der Sonne entfernt im Sonnenmeridian. Das Himmelsblau nimmt mit der Sichtweite beträchtlich zu. Bei guter Sicht ist die Zunahme des Himmelsblaus vom Horizont gegen den Zenit viel größer als bei schlechter Sicht. Eine Untersuchung an UVE-Dosimetern ergab eine zusätzliche Temperaturkorrektur von etwa 10 %. Nach Mittelwerten aus den Messungen wird die Abhängigkeit des UVE von der Sonnenhöhe und der Tagesgang des UVE mitgeteilt. Nach den neueren Messungen scheint es, daß den höheren Blauwerten auch größere UVE-Intensitäten entsprechen. *F. Steinhäuser.*

**W. Frankenburger und H. Hammerschmidt.** Ultraviolett-Messungen natürlicher und künstlicher Strahlungsquellen mit dem UV-Dosimeter. Gerlands Beitr. z. Geophys. 53, 88—110, 1938, Nr. 1/3. (Forsch.-Lab. Oppau I. G. Farbenind. Ludwigshafen/Rhein.) Die Kritik an der Zuverlässigkeit des UV-Dosimeters der I. G. Farbenindustrie bezog sich auf zwei Punkte: 1. Abweichungen zwischen den Angaben einzelner Exemplare und 2. falsche Temperaturkorrekturen der Meßwerte. Der Grund für 1. wurde darin gefunden, daß das aus optischen Gründen gewählte Wandmaterial (Uviolglas) die photochemische Umsetzung, auf der die Messung beruht, durch Abgabe von Fremdstoffspuren stört. Ersatz des Uviolglases durch Quarzglas hat die Vergleichbarkeit der Dosimeter wesentlich verbessert. Für Sonnen- und Himmelsstrahlungsmessungen werden jetzt die neuen Quarzglas-Teströhrchen, für Messungen an künstlichen UV-Strahlern (wegen des Angleiches der Empfindlichkeitskurve im kurzwelligen UV an die Erythemempfindlichkeitskurve) solche mit Uviolglasüberfang verwendet. Der Anschluß an die früheren Teströhrchen ist durch Neuabstimmung der Testflüssigkeit so gestaltet, daß die Angaben der neuen Röhrchen etwa mit denen der unempfindlichsten früheren Uviolglasröhrchen überein-

stimmen. — Der Grund für 2. ist der, daß die vor der Quecksilberlampe ermittelten Temperaturkoeffizienten auf die Messungen vor Sonne Anwendung fanden, während jetzt nähere Versuche eine Abhängigkeit der Temperaturkoeffizienten von der spektralen Zusammensetzung der Strahlung ergeben. Die Erklärung dafür ist die, daß die Absorption und damit die photochemische Empfindlichkeit der Testlösung mit steigender Temperatur im längerwelligen UV (3100 bis 3200 Å) stärker als im kurzwelligen ansteigt. Direkte Messung dieses Effektes und rechnerische Ermittlung der entsprechenden Temperaturkoeffizienten (unter Berücksichtigung der spektralen Verteilung) ergibt befriedigende Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Korrekturen. Es werden einige Angaben über die Dosierung mit dem Dosimeter gemacht. Die Genauigkeit der Messungen wird auf etwa  $\pm 15$  ( $\pm 13$ ;  $\pm 10$ ) % für kleine (mittlere; große) UVE-Intensitäten geschätzt.

*H. Israë.*

**L. W. Pollak und F. Fuchs.** Objektive Prüfung der Quarzteströhrchen des bioklimatischen UV-Dosimeters. Ebenda S.148—154. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Vergleichende Untersuchungen von 11 neuen Quarzglasteströhrchen mit einer verfeinerten objektiven Meßeinrichtung zeigen, daß bis auf zwei „Ausreißer“ 9 Röhrchen auf  $\pm 5$  % übereinstimmende Angaben liefern. Der Grund für das Herausfallen der beiden Exemplare kann angegeben werden. Verf. hält es für möglich, daß bei der verschärften Herstellungskontrolle der Röhrchen exakter Anschluß an ein „Normalteströhrchen“ erzielt werden kann.

*H. Israë.*

**Erich Wollmann.** Die Technik der Einatmung radonhaltiger Luft. Balneologe 5, 60—66, 1938, Nr.2. (Berlin.) Gegenüberstellung des technischen und physiologischen Nutzeffektes von Rauminhalatorien und Maskeninhalatorien entscheidet zugunsten der letzteren.

*H. Israë.*

**Richard Schumann.** Kurzer Bericht über Polhöhenschwankungen aus dem Jahre 1936—1937. Anz. Akad. Wien 1938, S.28—29, Nr.4. *Dede.*

**André Mercier.** Sur la liquéfaction du globe terrestre dans l'hypothèse d'une sphère gazeuse initiale soumise à une loi polytropique. Arch. sc. phys. et nat. (5) 20, 31—58, 1938, Jan./Febr. (Inst. Phys. théor. Copenhague.) Für den in früheren Zeiten als gasförmig angenommenen Erdball werden der Radius, die Zentraltemperatur und das Molekulargewicht erörtert und hieraus die Verteilung der Dichte, des Druckes und der Temperatur bestimmt. In Anbetracht des reichlichen Vorhandenseins von Metaldämpfen, insbesondere Eisen in diesem Raum wird gezeigt, daß diese Dämpfe an der Oberflächenschicht, deren Dicke einen beträchtlichen Teil des Radius ausmacht, kondensieren. Es werden noch eine Reihe weiterer Hypothesen von dem Übergang des gasförmigen in den flüssigen Zustand abgeleitet.

*Schmerrwitz.*

**Otto Hahn und Ernst Walling.** Über die Möglichkeit geologischer Altersbestimmungen rubidiumhaltiger Mineralien und Gesteine. ZS. f. anorg. Chem. 236, 78—82, 1938, Nr.1/4. (Hönigschmid-Festschrift.) (Kaiser-Wilhelm-Inst. f. Chem. Berlin-Dahlem.) Durch frühere Arbeiten der Verff. zusammen mit Straßmann und massenspektroskopische Untersuchungen von Mattauch war gezeigt worden, daß sich  $^{87}\text{Rb}$  mit einer Halbwertszeit von  $6,3 \cdot 10^{10}$  Jahren in  $^{87}\text{Sr}$  umwandelt. Kennt man nun bei einem Mineral sowohl Strontium wie Rubidiumgehalt und bestimmt außerdem massenspektroskopisch den Überschuß von  $^{87}\text{Sr}$  gegenüber der gewöhnlichen Zusammensetzung von Strontium, so kann man daraus das Alter des Minerals bestimmen. Diese „Strontiummethode“ hat gegenüber der auf Uranmineralien angewandten „Bleimethode“ den Vorteil,



daß das Gefüge des Minerals nicht durch die Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen gelockert ist. Die Methode dürfte also insbesondere zur Altersbestimmung sehr alter Mineralien geeignet sein. *Jaecckel.*

**Edith Kroupa und Friedrich Hecht.** Die Bestimmung von Blei, Thorium und Uran in Allaniten zum Zweck geologischer Zeitmessung. ZS. f. anorg. Chem. **236**, 181—199, 1938, Nr. 1/4. (Hönigschmid-Festschrift.) (Analyt. Lab. Univ. Wien.) Verff. geben ein Verfahren zur Bestimmung des Gehaltes an Blei, Thorium und Uran an, das auf einer Vereinigung makro- und mikro-analytischer Methoden beruht und nicht mehr als etwa 1g Ausgangsmaterial benötigt. *Jaecckel.*

**J. H. J. Poole.** A method for determining the radium content of rocks by direct alpha-ray counting. Proc. Dublin Soc. (N.S.) **21**, 595—608, 1938, Nr. 54/59. Bisher wurde die Aktivität von Gestein immer nur dadurch gemessen, daß die aus der Schmelze oder aus der Lösung entweichende Emanation zur Messung des Ionisationstromes in eine Ionisationskammer geleitet wurde oder aber dadurch, daß mit einem Geiger-Müller-Zähler die eine Gesteinsprobe verlassenden Teilchen gezählt wurden. Verf. läßt die aus der Schmelze bzw. aus der Lösung entweichende Emanation in eine Ionisationskammer ein, deren Innenelektrode an das Gitter eines Wynn-Williams-Verstärkers gelegt ist. Die Impulszahl ( $\alpha$ -Teilchen) wird mit einem Oszillographen gezählt. Die Einzelheiten der Apparatur und die Anwendungsmöglichkeiten werden sehr eingehend behandelt. *Juifls.*

**J. H. J. Poole.** The theoretical efficiency of cylindrical ionisation chambers when used for estimating radon by alpha particle counting. Ebenda S. 609—614. Die Empfindlichkeit der in der vorstehend referierten Arbeit angegebenen Apparatur wird ausführlich diskutiert. Unter Berücksichtigung einer Minimalbahnlänge der  $\alpha$ -Teilchen in der Kammer, die notwendig ist, damit das Teilchen im Verstärker noch als solches gezählt wird, und den übrigen geometrischen Verhältnissen wird eine Empfindlichkeit von 58 % berechnet. Dieser Wert stimmt gut mit den Messungen überein. *Juifls.*

**G. J. Sizoo und C. P. Koene.** Measurements on the radon content of tap-water. Physica **5**, 215—219, 1938, Nr. 4. (Natuurk. Lab. Vrije Univ. Amsterdam.) Im Zusammenhang mit einer Untersuchung der Radioaktivität des Erdbodens führten die Verff. eine Bestimmung des Emanationsgehaltes des Wassers aus verschiedenen Teilen der Niederlande durch. Die Proben (2 Liter) wurden den normalen Wasserleitungen entnommen. Die Emanation wurde durch Kochen ausgetrieben und in eine Ionisationskammer übergeführt; eine zweite, gleich dimensionierte, in Kompensationsschaltung zur ersten angebrachte diente dazu, die natürliche Zerstreung zu verringern. Die Resultate von 15 verschiedenen Stellen differieren erheblich. Die kleinsten Werte ( $0,07$  bis  $0,09 \cdot 10^{-10}$  Curie pro Liter) ergaben sich für die Wasserwerke, die ihr Wasser aus den Dünen längs der Nordseeküste beziehen. Der höchste Wert ( $1,5 \cdot 10^{-10}$  Curie pro Liter) ergab sich für Wasser, das dem Sandgebiet in der Mitte des Landes (Apeldoorn, Ede) entnommen wurde. Der Gehalt an gelöstem Radium erwies sich als sehr klein, so daß die Emanation von Radium herrührt, das im Boden vorhanden ist, aus dem das Wasser stammt. *Weiss.*

**G. Knetsch.** Zur Geologie der Glaubersalzquelle am Hedwigsbad, Wiesau bei Bolkenhain (Schlesien). Balneologe **5**, 49—56, 1938, Nr. 2. (Geol. Inst. Bonn a. Rh.) Quellengeologische Erfahrungen bei der

Neufassung der Hedwigsquelle in Wiesau. Die Kohlensäure ist juveniler Herkunft und scheint der Fortsetzung der Eulengebirgs-Randzone zu entstammen.

*H. Israël.*

**B. Wagner.** Über die Frage der gleichbleibenden Zusammensetzung von Mineralquellen. Ebenda S. 166—168, 1938, Nr. 4. (Bad Salzbrunn.) Mineralquellen zeigen gewisse „Gänge“ in ihrer Zusammensetzung, die im allgemeinen in sehr engen Grenzen liegen, aber trotzdem eine systematische Quellenkontrolle nahelegen.

*H. Israël.*

**G. Kirsch und F. Hecht.** Zur Geochemie von Uran und Thorium. ZS. f. anorg. Chem. 236, 157—164, 1938, Nr. 1/4. (Hönigschmid-Festschrift.) (I. u. II. Phys. Inst. u. Analyt. Lab. Univ. Wien.)

*Jaeckel.*

**Rayleigh.** Nitrogen and argon in the earth's crust. Nature 141, 970, 1938, Nr. 3578. (London.)

*Dede.*

**Jean Lagrula.** Valeurs de la gravité au Sahara et au Soudan. C. R. 206, 1553—1555, 1938, Nr. 21.

*Dede.*

**H. F. Roßbach.** Über Grundwasserströmungen (III). Numerische Behandlung eines Beispiels. Ingen.-Arch. 9, 77—85, 1938, Nr. 2. (Karlsruhe.)

*Dede.*

**Joseph Larmor.** Distortion of Mountain strata, isostasy and glacial periods. Nature 141, 906—907, 1938, Nr. 3577. (Holywood, Co. Down, Northern Ireland.) Kurze Darstellung der Vorstellungen über die Bildung der Gebirgswurzeln als isostatische Absenkung des gefalteten Gebirgskörpers.

*H. Israël.*

**H. U. Sverdrup.** Notes on erosion by drifting snow and transport of solid material by sea ice. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 35, 370—373, 1938, Nr. 209. (Scripps Inst. Ocean. La Jolla.)

*Dede.*

**Charles-Émile Brazier et Léonide Génaux.** Sur le séisme du 11 Juin 1938. C. R. 206, 1826, 1938, Nr. 24.

*Dede.*

**Ernest Tillotson.** The „high focus“ earthquakes of the International Seismological Summary. Gerlands Beitr. z. Geophys. 52, 377—407, 1938, Nr. 3/4. (Menston-in-Wharfedale.) Verf. hat auf Grund der Seismogramme 20 in den I. S. S. als Beben mit hohem Herd bezeichnete Erdbeben eingehend untersucht. Die Ergebnisse werden im einzelnen mitgeteilt.

*F. Steinhauser.*

**G. J. Brunner.** The deep earthquake of may 26, 1932 near the Kermadec Islands. Gerlands Beitr. z. Geophys. 53, 1—64, 1938, Nr. 1/3. (Geophys. Lab. Univ. St. Louis.) Die auffallend große Zahl von in den Seismogrammen erkennbaren Phasen (über 200), die Stärke des Bebens und seine große Tiefe gaben Veranlassung zu einer eingehenden Analyse des Bebens auf Grund von mehr als 110 Seismogrammen. Das Epizentrum lag bei 25° S und 179° 4 E. Es wurde dadurch bestimmt, daß ein angenommenes Epizentrum allmählich so verschoben wurde, daß die Ankunftszeiten der P-Phase an 20 ausgewählten Stationen annähernd auf eine glatte Kurve zu liegen kamen. Die Herzzeit war 26. Mai 16<sup>h</sup> 19<sup>m</sup> 58<sup>s</sup> und die Herdtiefe 600 km. Die Herdtiefe wurde einerseits durch Anwendung der Intervalle  $pP' - P'$  und Beziehung der Lage ihrer Kurven zu einer Oberflächen- $P'$ -Kurve und andererseits auch nach Stechschulte mit Hilfe von  $P$  und  $pP$  bestimmt. Aus den gefundenen Werten von Herdtiefe und Herzzeit wurden dann mit Berücksichtigung der Wellengeschwindigkeit im Pazifik die wahrscheinlichsten Werte geschätzt. In einer Tafel sind die Laufzeit-

kurven für zahlreiche Phasen wiedergegeben.  $pP$  und  $sS$  trafen früher ein als nach der Berechnung zu erwarten wäre. Die Kurven der  $P$ ,  $pP$ ,  $S$  und  $sS$  verlaufen nahezu parallel zu den normalen  $P$ - und  $S$ -Kurven. Jede Phase eines normalen Bebens erscheint im Tiefbeben mit zwei Reflexionen. Die sehr starke Phase  $sSP$  wird eingehend behandelt. Die Reflexionen am Erdkern  $PcP$ ,  $pPcP$ ,  $sPcP$ ,  $ScP$  und  $PcS$  und auch die  $SKP$  und  $PKS$  wurden alle in den Seismogrammen gefunden. Die Oberflächenwellen fehlten dagegen nahezu gänzlich. Die Scherwelle durch den Erdkern wurde als unwahrscheinlich, die Brennzonen der  $PKP$ -Welle als stark ausgeprägt festgestellt. Von zahlreichen Stationen sind Seismogramme und Tabellen der Ankunftszeiten der einzelnen Phasen wiedergegeben. F. Steinhäuser.

**A. Galanopoulos.** La sismicité de l'Achaïe et des régions voisines de Missolonghi et de Naupacte. Gerlands Beitr. z. Geophys. 53, 203—212, 1938, Nr. 1/3. (Inst. Sismol. Univ. Athen.) In Tabellen wird für die Gebiete von Patras, Aigion, Missolonghi und Naupaktos die Zahl der seit dem vierten Jahrhundert vor Christi beobachteten Erdbeben angegeben. Für die Zeit 1893 bis 1933 werden sie auch nach ihrer Stärke unterteilt. Mit Beziehung auf den geologischen Aufbau des Gebietes schließt der Verf., daß es im Grunde des Korinthischen Golfes ein Erschütterungsgebiet gibt, in dem die Herde sich allmählich nach der nördlichen Seite des Golfes hin verlagerten. Ferner läßt sich ein Erschütterungsgebiet um Naupaktos und eines um Patras abgrenzen. Die Seismizität des untersuchten Gebietes vermindert sich allmählich von Osten nach Westen. F. Steinhäuser.

**Harold Jeffreys.** Aftershocks and periodicity in earthquakes. Gerlands Beitr. z. Geophys. 53, 111—139, 1938, Nr. 1/3. (Cambridge, Engl.) Einleitend werden die einschlägigen statistischen Methoden, Kriterien und Schwierigkeiten besprochen. Bei der Fourierschen Analyse von Bebenreihen mit Einschluß der Nachbeben ergibt sich durch letztere eine Vergrößerung der errechneten Zufallsperioden. Damit hängt es zusammen, daß man zu scheinbaren Periodizitäten kommt, wenn man die Reihe der Beben einschließlich der Nachbeben als unabhängige Ereignisse der Analyse zugrunde legt. Eingehend wird die Reihe der Nachstöße des Tangobebens vom 7. März 1927 analysiert. Dabei zeigt sich keine gegenseitige Abhängigkeit, sondern es ließ sich der Abfall der Häufigkeiten nach dem Hauptbeben und nach dem starken Nachbeben vom 1. April mit einem regulären Zufallsgesetz in genügende Übereinstimmung bringen. Die Amplituden der untersuchten Periodizitäten von 1 Monat, 14 Tagen, 1 oder  $\frac{1}{2}$  Sonnentagen und 1 oder  $\frac{1}{2}$  Mondtagen erfüllten nicht die Realitätskriterien. F. Steinhäuser.

**Genrokuro Nishimura.** On the Elastic Waves due to Pressure Variation on the Inner Surface of a Spherical Cavity in an Elastic Solid. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 614—635, 1937, Nr. 3. Die Arbeit ist eine sehr eingehende theoretische Betrachtung über die Dynamik der Erdbeben. Amplitude und Frequenz der bei Beben auftretenden radialen und longitudinalen Schwingungen werden berechnet und in zahlreichen Abbildungen graphisch wiedergegeben. Der Vergleich mit den aus der Erfahrung vorliegenden Resultaten ergibt Übereinstimmung. Päster.

**C. W. Lutz.** Aufzeichnung der elektrischen Raumladung der Luft. II. Gerlands Beitr. z. Geophys. 52, 344—375, 1938, Nr. 3/4. (München.) Messungen, die mit der in früheren Arbeiten (vgl. Phys. Ber. 15, 1598, 1934; 17, 1809, 1936) beschriebenen Apparatur in München 3 Jahre lang durchgeführt worden sind, ergaben, daß abgesehen von größeren Störungen wie bei Nieder-



schlagen mit Wind, starkem Bodendunst, Nebel, Gewitter und dgl. die Änderungen der Raumlading und des Spannungsgefälles gleichsinnig erfolgen, was dafür spricht, daß das Spannungsgefälle der Theorie entsprechend eine Folge der Raumlading der bodennahen Luftschicht ist. Die Stundenmittel der Raumlading waren nur in 7 % und die des Spannungsgefälles nur in 5 % aller Beobachtungsstunden negativ, in allen übrigen Stunden aber positiv. Das Gesamtmittel der Raumlading aller heiteren Tage war  $+ 0.042 \text{ ESE/m}^3$ . Eine Zusammenstellung der Jahresmittel verschiedener Orte zeigt beträchtliche Unterschiede. Der Tagesgang der Raumlading weist Maxima um 8 und 19 Uhr und Minima um 4 und 13 Uhr auf. Der jährliche Gang erreicht ein Maximum im Februar und ein Minimum im Juli. Bei Bodendunst schwankt die Raumlading stark und unregelmäßig; dabei überwiegen Wellen von durchschnittlich 3 bis 8<sup>m</sup> Periode. In ähnlicher, aber verstärkter Art wirkt auch trockener Nebel auf die Raumlading. Bei nässem Nebel ist die Raumlading meist negativ, das Spannungsgefälle ist dagegen meist hoch positiv. Die Turbulenz der Luft ist die Ursache für eine ständige Unruhe der Raumlading. Bei stürmischem Wind ist dagegen die Raumlading auffallend gleichmäßig und klein; der Tagesgang ist dann meist ganz verwischt. Ähnliches gilt auch vom Spannungsgefälle. Bei Wind über einer frischen Schneedecke wird die Raumlading unruhig und negativ, ebenso das Spannungsgefälle. Bei Föhn ist die Raumlading am allerunruhigsten. Niederschläge bewirken große Schwankungen und hohe positive und negative Werte der Raumlading und des Spannungsgefälles. Bei Gewitter treten große wellenförmige Schwankungen und Wechsel von positiven und negativen Werten auf (Periode etwa 1 Stunde), die von raschen durch Blitzentladungen verursachten Schwankungen überlagert werden. Bei Nahgewitter dauern die Störungen von  $\frac{1}{2}$  Stunde vor Beginn bis 1 Stunde nach dem Abzug des Gewitters. Für die gefundenen Störungen werden soweit wie möglich Erklärungen angeführt. Die Beobachtungsergebnisse werden mit solchen von anderen Orten verglichen. Den Abschluß bildet ein Verzeichnis der Schriften über bisherige Raumladingsmessungen.

*F. Steinhauser.*

**M. C. Manneback.** Quelques progrès récents dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques a travers la haute atmosphère. *Rev. Questions scient.* (5) 3, 337—343, 1938, Nr. 3. Vortrag, gehalten vor der Soc. Belge de Phys. am 12. Februar 1938, betr. den gegenwärtigen Stand der Forschung über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in hohen atmosphärischen Schichten.

*Sziessy.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., April 1938. *Proc. Inst. Radio Eng.* 26, 781—785, 1938, Nr. 6. (*Nat. Bur. of Stand. Washington.*)

*Dede.*

**H. G. Booker and L. V. Berkner.** Constitution of the Ionosphere and the Lorentz Polarisation Correction. *Nature* 141, 562—563, 1938, Nr. 3569. (Dept. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Die Verff. diskutieren an Hand eines Oszillogramms, das die äquivalente Höhe gegen die Frequenz des Impulses gibt, ob die beiden Theorien von Sellmeyer und Lorentz, die sich nur durch den Polarisationsterm  $\frac{4}{3} \cdot \pi P$  unterscheiden, für die Ionosphäre gelten. Die Vernachlässigung dieses Terms fordert stark wachsende Absorption bei Annäherung an die gyromagnetische Frequenz, die Beobachtung zeigt jedoch den außerordentlichen Strahl, der bei 250 km beginnt, noch bei Höhen von etwa 1600 km mit unverminderter Intensität. Verff. glauben daher, daß die vollständigere Lorentz-Theorie mehr Zutrauen verdient, da sie den Befund leichter erklärt. Allerdings kommen Martyn und Munro (*Phys. Ber.* 19, 1371, 1938) infolge

eigener Beobachtungen zur entgegengesetzten Erklärung, trotz der Möglichkeit elliptischer Polarisation, wie Farmer und Ratcliffe (Phys. Ber. 16, 1779, 1935) zeigen konnten. *Riewe.*

**Yuziro Kusunose and Shogo Namba.** Measurements of the incident angle of downcoming radio waves. S. A. Rep. Radio Res. Japan 5, 115—127, 1935, Nr. 3; 6, 8 S., 1936, Nr. 2. (Electrot. Lab. Tokyo.) Die Verff. verwenden drei parallele horizontal übereinanderliegende Dipole, von denen die beiden äußeren miteinander verbunden sind. Dann wird das Verhältnis der Differenz der Empfangsintensitäten zu ihrer Summe  $m = \tan^2 \Phi/2$ ;  $\Phi = 2\pi d \cdot \cos i/\lambda$  mit dem Abstand  $d$  der drei Dipole untereinander und dem Einfallswinkel  $i$  der Welle (der gleichzeitig Reflexionswinkel an der Erdoberfläche ist). Anordnung, Schaltung, Eichung und Meßverfahren werden beschrieben. Die Eichung wird mittels eines Senders vorgenommen, der an einem Ballonpaar aufgehängt ist. — Die Messungen wurden Juli bis Dezember 1935 (erste der oben angegebenen Arbeiten) und Januar bis Juni 1936 (zweite Arbeit) vorgenommen. Es zeigt sich ein deutlicher Gang mit der Jahreszeit. Die beobachteten Sender sind Nauen und einige asiatische Stationen. Die Ergebnisse werden in graphischen Darstellungen mitgeteilt, jedoch nicht diskutiert. *Riewe.*

**Ken-ichi Maeda and Taro Tukada.** Results of measurements on the ionosphere in various parts of the world. S. A. Rep. Radio Res. Japan 7, 21—29, 1937, Nr. 1. (Electrot. Lab. Tokyo.) Der Vergleich der Ergebnisse verschiedener Beobachtungen zeigt, daß die kritische Frequenz der  $F_2$ -Schicht größer ist für geringere Breiten. Die Ionendichte ändert sich mit der Deklination der Sonne mit einem Juni-Minimum und einem November-Maximum; sie wächst und sinkt mit der Sonnenfläche. Verf. behandelt nur die Tageszeiten auf der nördlichen Erdhälfte. *Riewe.*

**Ken-ichi Maeda, Mitsugu Konomi and Yukio Isagawa.** Measurements of the ionosphere. S. A. Rep. Radio Res. Japan 5, 151—162, 1935, Nr. 3. (Electrot. Lab. Tokyo.) Die Verff. untersuchten mit Hilfe der beschriebenen Apparatur die kritische Durchgangsfrequenz der  $E$ -Schicht. Die Ergebnisse werden diskutiert für die Mittagswerte, die tägliche Variation und das nächtliche Verhalten der beobachteten kritischen Frequenz. Mehrfach wurde abends die  $E$ -Schicht beobachtet. *Riewe.*

**W. Dieminger und H. Plendl.** Abnormale Erscheinungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 117—120, 1938, Nr. 4. Am 30. Sept./1. Okt. 1937, 3./4. Okt. 1937 und 25./26. Jan. 1938 wurden in der Nähe von Berlin während des Auftretens von Nordlichtern vorhangähnliche Reflexionen beobachtet. Sie lagen in 400 bis 600 km virtueller Höhe. Die am 3./4. Okt. gleichzeitige Beobachtung der Echolaufzeit eines 90 km südlicher liegenden Impulssenders gestattet die Identifizierung einer reflektierenden Schicht, die etwa 350 km nördlich vom Empfänger in einer Höhe von rund 450 km liegt. Die Beobachtungen vom Januar 1938 stimmen in ihrem Charakter nicht mit den früheren überein; hier bildeten sich zwei wolkenartige Reflexionsbereiche zwischen 120 bis 210 km und 350 bis 500 km aus; es scheint demnach keine Ionisation durch Lichteinstrahlung vorzuliegen. *Riewe.*

**R. Eyfrig, G. Goubau, Th. Netzer und J. Zenneck.** Der Zustand der Ionosphäre während des Nordlichts am 25.—26. Januar 1938 nach den Beobachtungen der Versuchstation am Herzogsstand. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 149—152, 1938, Nr. 5. Während des Nordlichtes wurden verwaschene Reflexionen aus sehr großer scheinbarer Höhe und auch magnetische Aufspaltung beobachtet neben zeitweiligen Reflexionen aus 100 und 140 km. Die Entstehungsmöglichkeit der Erscheinung wird diskutiert. *Riewe.*

**Nordlicht und Funkpeilung.** Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 205—206, 1938, Nr. 6. (Inst. f. Elektrophys. d. D. Versuchsanst. f. Luftfahrt, Berlin-Adlershof.) Während des Nordlichtes am 25. Januar 1938 konnten in der Nähe von Berlin kaum Sender beobachtet und auf kurzen Wellen keine Peilungen ausgeführt werden, da die Minima zu verwaschen waren. Minima an falschen Stellen wurden nicht beobachtet. Auf mittellangen Wellen traten gegen vorher keine bemerkenswerten Abweichungen auf.

*Riewe.*

**A. M. Skelett.** Meteoric Ionization in the *E* Region of the Ionosphere. Nature 141, 472, 1938, Nr. 3567. (Bell Teleph. Lab. N. Y.) Die Beobachtungen Eckersley (Nature 140, 846, 1937) der in 40 sec und über einem Gebiet von 500 km Durchmesser 30 kurzlebige Ionenwolken fand, stehen in relativ guter Übereinstimmung mit der sechsfach so großen Zahl von Meteoren von mehr als 8. Größe. Der Verf. hat früher (Phys. Ber. 16, 1174, 1935) bei einem Meteor von —1. Größe 7 Minuten lang mit  $\lambda = 100$  m die erzeugte Ionenwolke beobachten können.

*Riewe.*

**R. Bureau.** Effect of catastrophic ionospheric disturbances on low-frequency radio waves. Nature 141, 646, 1938, Nr. 3571. (Off. Nat. Météorol. Paris.) Die Beobachtungen von Budden und Ratcliffe (Phys. Ber. 19, 1036, 1938) zeigten auf 16 Kilohertz keine Zunahme der atmosphärischen Störungen, was nach Beobachtungen des Verf. zu erwarten war wegen der relativen Kürze der Wellenlänge. Beobachtungen auf den Wellenlängen 22,7, sowie 27 und 30 Kilohertz zeigen am gleichen Tage, wie die Beobachtungen von Budden und Ratcliffe, dem 6. November 1936, gegen  $16\frac{1}{2}^h$  eine stark ausgeprägte Störungsspitze.

*Riewe.*

**Ken-ichi Maeda and Yukio Isagawa.** Ionospheric measurements during the total solar eclipse of June 19, 1936. S. A. Rep. Radio Res. Japan 6, 91—113, 1938, Nr. 3. (Electrot. Lab. Tokyo. Die Beobachtungsstation wurde an einer Stelle errichtet, über der der Kernschatten der Sonnenfinsternis in 150 km Höhe hinwegging. Benutzt wurden Frequenzen zwischen 3,2 und 18,6 MHz. Die Beobachtungen der kritischen Durchgangsfrequenzen der *E*, *F*<sub>1</sub> und *F*<sub>2</sub>-Schichten zeigt die starke magnetische Störung der *F*<sub>2</sub>-Schicht und dort anscheinend keine Abnahme der Elektronenkonzentration. Unterhalb der *F*<sub>1</sub>-Schicht wurde eine Absorptionsschicht beobachtet, deren Einfluß proportional dem Zenithwinkel  $\chi$  der Sonne war und während der Finsternis auch proportional der nichtverdeckten Sonnenfläche. Die Elektronendichte der *E* und *F*<sub>1</sub>-Schicht nahm erwartungsgemäß während der Finsternis ab.

*Riewe.*

**Philip Sporn and J. T. Lusignan, Jr.** Lightning Strength of Wood in Power Transmission Structure. Electr. Eng. 57, Trans. S. 91—101, 1938, Nr. 2. Zur Untersuchung der Blitzeinschläge in hölzerne Maste bei elektrischen Hochspannungen werden folgende Gesichtspunkte für Holz allein und für Holz mit Porzellanisolatoren erörtert: Volt-Zeit-Kurven für das betreffende Material. Änderung der charakteristischen Kurven bei positivem und negativem Strom. Die Wirkung der Feuchtigkeit. Die Wirkung des Alters des Holzes. Das verschiedene Material, wie Zeder, Kiefer, Fichte. Die Wirkung der Behandlung mit Kreosot.

*Hänsch.*

**R. E. Holzer, E. J. Workman and L. B. Snoddy.** Photographic Study of Lightning. Journ. appl. Phys. 9, 134—138, 1938, Nr. 2. (Univ. New Mexico, Albuquerque; Univ. Virginia.) Es werden zunächst die Methoden der photographischen Blitzaufnahmen beschrieben. Drei verschiedene Filmkameras werden benutzt. Bei zwei Kameras wird der Film horizontal bewegt, und zwar mit



Transportgeschwindigkeiten von 72 und 780 cm/sec; der dritte Apparat zeigt vertikale Bewegung des Films bei einem Transport von 500 cm/sec. Die erste Kamera wird für Zeitmarken benutzt. Gleichzeitig sind Instrumente zur Messung des elektrischen Feldes eingebaut. Die horizontal und vertikal bewegten Kameras gestatten eine Art räumliche Darstellung des Blitzes. Verschiedene außergewöhnliche Blitzerscheinungen werden beschrieben und näher erörtert. Besonders wird auf Blitzerscheinungen zum Schluß eines Gewitters eingegangen. Schließlich finden die Zusammenhänge zwischen elektrischen Meßwerten und photographischen Auswertungen Erwähnung. *Hänsch.*

**H. Haalek.** Über die physikalischen Ursachen des Magnetismus der Erde. (Eine zusammenfassende Darstellung nach der Theorie des Verf.) Gerlands Beitr. z. Geophys. 52, 243—269, 1938, Nr. 3/4. (Potsdam.) Die vom Verf. entwickelte physikalische Theorie der Ursache des magnetischen Erdfeldes geht davon aus, daß durch die hohen Drucke und Temperaturen im Erdinnern die Materie ionisiert wird. Als Folge der Druckzunahme mit der Tiefe ergibt sich eine Ladungstrennung im Erdkörper, wodurch der innere Teil einen positiven und der äußere einen negativen Ladungsüberschuß erhält. Das normale rotations-symmetrische Magnetfeld des Erdkörpers ergibt sich dann als Folge der durch die Rotation der Erde entstandenen Konvektionsströme. In ähnlicher Weise kommt man auch zu einem sonnenmagnetischen Feld, das mit dem von Hale an der Sonne beobachteten Feld gut übereinstimmt. Auf der Erde wirkte während ihrer Erkaltung das normale Magnetfeld auf die feste Erdkruste induzierend und erzeugte das sekundäre Rindenfeld, das dem primären Feld überlagert ist. Das Rindenfeld ist zufolge der auf Materialverschiedenheiten und Temperaturunterschiede zurückzuführenden Unterschiede der Magnetisierbarkeit recht kompliziert. Im allgemeinen entsprechen die als Ursachen der lokalen und regionalen Anomalien anzusehenden Magnetfelder geologischer Körper ihrer Richtung und ihrer Stärke nach der Induktion durch das magnetische Erdfeld. Es gibt aber auch Fälle anormaler Magnetisierung geologischer Körper, deren Ursache nicht erklärlich ist. Als Ursache für die Säkularvariation, die nach neueren Ergebnissen eine regionale Erscheinung ist, werden Magnetisierungsänderungen innerhalb der Erdkruste vermutet, die nach Ansicht des Verf. hauptsächlich durch Temperaturänderungen im Bereich von 10 bis 15 km Tiefe verursacht werden. *F. Steinhäuser.*

**B. P. Weinberg.** The magnitude of the local magnetic disturbances in USSR and adjacent countries as deduced from magnetic determinations made up to 1931. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1936, S. 23—29, Nr. 5. (Russ. mit engl. Zusammenf.) Verf. diskutiert die Werte der gewogenen mittleren Ablenkungen  $\delta E_0$  (enthalten in den Tafeln des Katalogs der magnetischen Bestimmungen in USSR und den anliegenden Ländern) der einzelnen Bestimmungen eines Elements  $E$ , reduziert auf den Zentralpunkt ( $\varphi_0, \lambda_0$ ), dieser Unterteilung von ihrem mittleren Wert  $E_0$ . — Um den Einfluß der Ungewißheit dieser Reduktionen und jener der Epoche 1935 zu mindern, benutzt der Verf. die in einer Tabelle zusammengestellten Angaben der Meßstationen und Observatorien. Die Werte  $\Delta D_0, \Delta J_0$  und  $\Delta H_0$  dienen zur Bestimmung des mittleren Wertes der totalen Störungskraft  $f$ . Die Ergebnisse sind ebenfalls in der Tabelle enthalten, und zwar der gewogene Quotient  $K$  von  $f_D, f_I$  und  $f_H$  in  $10^{-2}$  der Totalintensität  $F$ . — Die beigegebene Karte ist eine graphische Darstellung der  $K$ -Werte über das in Rede stehende Gebiet. Jene Tabelle und diese Karte zeigen deutlich den systematischen Charakter der Verteilung der magnetischen Ablenkungen. (Zusammenfassung des Verf. — Die erwähnte Karte ist der Arbeit nicht beigelegt. Der Ref.) *Riewe.*

Summery of Mount Wilson magnetic observations of sunspots for january and february 1938. Publ. Astron. Soc. Pacific 50, 129—133, 1938, Nr. 294.

*Riewe.*

D. Kotsakis. Das Nordlicht 1938 Januar 25 in Griechenland. Astron. Nachr. 266, 5—8, 1938, Nr. 6361. (Univ.-Sternwarte Athen.)

J. Classen, C. Fedtke, K. Liebermann, J. Witkowski. Nordlicht 1938 Mai 11—12. Ebenda S. 7—10. (Sternwarte Pulsnitz; Königsberg Pr.; Danzig; Posen.)

*Dede.*

Hans Tollner. Das Nordlicht am 25./26. Jänner 1938 in Österreich. Anz. Akad. Wien 1938, S. 46—47, Nr. 6.

S. de Backer. Over het Noordlicht van 25—26 Januari 1938. Wis-en Natuurk. Tijdschr. 9, 24—29, 1938, Nr. 1. (Kon. Weerkund. Inst. Brüssel.)

*Dede.*

A. Teichgraeber. Das Nordlicht am 25. Januar 1938. Wetter 55, 35—66, 1938, Nr. 2. (Sonneberg.) Beschreibung der Nordlichterscheinung auf der Sternwarte Sonneberg (Thüringen).

*H. Israël.*

A. J. Higgs and R. G. Giovanelli. Recent Solar Eruptions, Auroras, and Magnetic Storms. Nature 141, 746, 1938, Nr. 3573. (Commonwealth Solar Obs. Canberra.) Im Zusammenhang mit dem in fast ganz Europa sichtbar gewesenen Nordlicht am 25./26. Januar 1938 ist es von Interesse, daß das oben erwähnte Observatorium eine starke Eruption am 24. Januar ab 0512 bis 0700 G. M. T. und in den Zeiten von 0250 bis 0645 sowie 0700 bis 0745 starke Auslöschungseffekte beobachtete. Im allgemeinen sind nach starken, von kleinen gefolgt Eruptionen einige Stunden keine größeren zu beobachten. So kann der nicht beobachtete Beginn der Eruption mit dem ersten magnetischen Sturm (0250) gleichzeitig angenommen werden, also etwa 39 Studen vor Beginn des Nordlichtes (mehr als Hales Mittelwert von 26). Es scheint, als ob die Geschwindigkeit von unter schmalen Winkeln ausgeschleuderten Partikeln beträchtlich größer ist. — Anschließend werden Beobachtungen vom 16., 20. bis 22. Januar mitgeteilt.

*Riewe.*

Jean Cabannes, Jean Dufay et Junior Gauzit. Le sodium atmosphérique. C. R. 206, 1525—1528, 1938, Nr. 21. Die interferometrische Untersuchung der gelben Nachthimmelslinie bestätigt erneut ihre Identität mit dem Na-Duplet  $D_1 D_2$ . Intensitätsverhältnis: 1:2. Nach Intensitätsmessungen in 0 und 90° Zenitabstand von Garrigue am Pic du Midi wird unter der Annahme einer engbegrenzten homogenen Schicht auf 130 km Schichthöhe geschlossen. Die Anzahl Übergänge  $^2P—^2S$  wird im Mittel zu  $2 \cdot 10^{11}$  pro  $\text{cm}^3$  und sec. berechnet. — Verff. halten kosmischen Ursprung der Na-Schicht für wahrscheinlich und regen an, die Identifizierung anderer Linien des Nachthimmelslichtes mit Linien anderer in kosmischer Materie enthaltener Stoffe zu versuchen, vor allem mit Linien des Ca und Al. Eine von ihnen beobachtete Linie 4226 Å legt die Zuordnung zum Ca nahe (Resonanzlinie des neutralen Ca: 4226,73 Å).

*H. Israël.*

René Bernard. Sur la formation d'atomes libres de sodium dans la haute atmosphère. Ebenda S. 1669—1672, 1938, Nr. 22. Verff. versucht, für die Existenz der Na-Schicht, die nach seinen Messungen in etwa 60 km Höhe liegt (vgl. Phys. Ber. 19, 98, 122, 1938), eine terrestrischen Ursprung voraussetzende Erklärung zu geben: Aufspaltung von NaCl, das dem Meere entstammend in diese Höhen getragen wird, in Na und HCl, wobei der aktive Wasserstoff der Zerlegung von  $\text{H}_2\text{O}$  in H und OH (bedingt durch Elektronenstoß oder metastabile Stickstoffmoleküle) entstammen soll. — Umwandlungen, wie sie von MacNeill im Laboratoriumsversuch tatsächlich beobachtet worden sind. Die Gegenwart von

Banden des OH-Moleküls im Nachthimmelslicht wird durch Spektrogramme von Dufay, Gauzit und Arnulf wahrscheinlich gemacht. *H. Israël.*

**René Bernard.** Sodium in the high atmosphere. *Nature* 141, 788, 1938, Nr. 3574. (Inst. Phys. Gén. Univ. Lyon.) Es ist dem Verf. zum erstenmal gelungen, im Spektrum des Himmels in der Dämmerung die *D*-Linien des Natriums nachzuweisen. Die Strahlung wurde mit einem Etalon nach Fabry-Perot untersucht; es gelang, beide Komponenten nachzuweisen. Die Interferenzringe deckten sich vollkommen mit denjenigen einer Natriumflamme. Ebenso konnten die *D*-Linien interferometrisch im Leuchten des Nachthimmels nachgewiesen werden. In der Mitteilung sind mehrere Aufnahmen des Spektrums des Dämmerungsleuchtens sowie Interferenzbilder der *D*-Linien im Dämmerungsleuchten und im Leuchten des Nachthimmels beigelegt. *Frerichs.*

**Georges Déjardin.** Présence possible de certaines raies de l'atome neutre de sodium dans le spectre du ciel nocturne. *C. R.* 206, 930—933, 1938, Nr. 12. Im Anschluß an die Beobachtung der *D*-Linien im Spektrum des Nachthimmels und des Himmels in der Dämmerung (siehe vorstehendes Referat) zeigt der Verf., daß neben den *D*-Linien noch eine größere Zahl von bisher uneingeordneten Linien und Banden des Nachthimmelleuchtens mit großer Wahrscheinlichkeit als höhere Serienglieder des Natriumsspektrums erklärt werden können. Es ist besonders bemerkenswert, daß dabei verschiedene Glieder der verbotenen Serien,  $2P - nP$  des Natriums auftreten. Im Spektrum des Nordlichts dagegen sind bisher Natriumlinien nicht beobachtet worden. *Frerichs.*

**N. Rietter.** Über eine außergewöhnliche Helligkeit des Nachthimmels. *Astron. Nachr.* 265, 219—220, 1938, Nr. 6350. (Sonneberg.) In der Nacht vom 2. zum 3. Dezember 1937 wurde eine gleichmäßig und heller als die Milchstraße erleuchtete Dunstschicht beobachtet. *Riewe.*

**Erwin Miehlnickel.** Höhenstrahlung (Ultrastrahlung). Mit 69 Abb. XVI u. 312 S. Dresden u. Leipzig. Verlag Theodor Steinkopff, 1938. (Wiss. Forschungsber. [Naturwiss. Reihe] Bd. 44.) Geb. RM 25,—; brosch. RM 23,50. Das Buch enthält eine kurze aber vollständige Darstellung der Geschichte, der Meßmethodik und der experimentellen Ergebnisse der Höhenstrahlungsforschung, eingeteilt nach Geschichte, Umweltbedingungen (Kosmos, Erde, terrestrische Störstrahlen), Meßtechnik (Wirkungen, Meßtechnik, Auswertung), komplexe Natur (Intensität, Richtung, Härte, Natur), Verhalten in Kraftfeldern und Materie (elektrische und magnetische Ablenkung, Verhalten in Materie) und Struktur und Herkunft (Sekundärstrahlen, Primärstrahlung und ihre Umformung, Herkunft) der Höhenstrahlung, wobei die Überschriften der einzelnen Kapitel vorstehend in Klammern genannt sind. Jedem der 17 Kapitel ist ein Verzeichnis der gesamten Literatur beigegeben. *E. Regener.*

**J. M. Lyshede und J. C. Madsen.** Experimentelle Untersuchungen über die Dauer von Zählrohrstößen. *ZS. f. Phys.* 108, 777—779, 1938, Nr. 11/12. (Phys. Inst. Univ. Aarhus.) Um die Dauer von Zählrohrstößen experimentell zu untersuchen, wird eine Anordnung entwickelt, die zwangsweise die Spannung am Zählrohr während einer gewissen Zeit rhythmisch unter die Anfangsspannung bringt. (Zwangslöschung), so daß wohldefinierte Spannungsverhältnisse vorliegen. Aus den Beobachtungen ergibt sich, daß eine Löschung nur dann eintritt, wenn die Spannung am Zählrohr unter die Anfangsspannung gebracht wird und eine gewisse Zeit unterhalb dieser bleibt. Bei dem untersuchten Zählrohr (Rohrdurchmesser 22 mm; Zählendrahtstärke 0,2 mm) war die Zeit für atmosphärische Luft bei 60 mm Hg Druck 1 bis  $1,5 \cdot 10^{-4}$  sec, für Wasserstoff bei



gleichem Druck drei- bis viermal kleiner, was befriedigend mit der aus der Wanderungsgeschwindigkeit der positiven Ionen bestimmten mittleren Wanderungszeit übereinstimmt. — Die Anordnungen von Neher und Harper sowie von E. Buch Anderson (die kurz skizziert ist) werden diskutiert. *Juilfs.*

**Creighton Jones and Arthur Ruark.** Stereoscopic Viewing and Measuring Instrument for Cloud Chamber Photographs. *Phys. Rev.* (2) 53, 677, 1938, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. North Carolina.) Es wird auf eine Einrichtung hingewiesen, die es gestattet, den ganzen Nebelkammerraum stereoskopisch zu betrachten, die Bahnkrümmungen auszumessen, die Winkel zwischen den einzelnen Bahnen zu bestimmen und die Richtung der Teilchenbahnen in bezug auf im Nebelkammerraum feste Achsen anzugeben. *Juilfs.*

**G. Failla.** A Wide Range Ionization Current Meter. *Phys. Rev.* (2) 53, 687—688, 1938, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Memor. Hosp. N. Y.) Um den Nachteil der Betätigung des Potentiometers von Hand bei der Messung (Nullmethode) schwacher Ströme durch Veränderung der Spannung an einem Kondensator zu beheben, wird die Betätigung durch einen Synchronmotor vorgeschlagen. Die Einstellung einer beliebigen Geschwindigkeit zwischen Null und einem Maximum geschieht mit Hilfe eines Getriebes ähnlich dem eines Automobil-Differentials. *Juilfs.*

**Harold Lifschutz and J. L. Lawson.** A Triode Vacuum Tube Scale-of-Two Circuit. *Rev. Scient. Instr.* 9, 83—89, 1938, Nr. 3. (Univ. Michigan, Ann Arbor.) Ein Frequenzuntersetzer (mit Vakuumröhren statt Thyratrons) wird ausführlich beschrieben und die Betriebsdaten werden diskutiert. Die einzelne Zweifachuntersetzerstufe besitzt ein Auflösungsvermögen von  $6,5 \cdot 10^{-6}$  sec. Ein Sechzehn-fachuntersetzer, dessen Auflösungsvermögen also noch nicht wie bei älteren Unter-setzern bereits durch die erste Stufe begrenzt ist, wird in allen Einzelheiten angegeben. *Juilfs.*

**D. W. Kerst.** A high resolving power tenfold thyatron counter. *Rev. Scient. Instr.* 9, 131—133, 1938, Nr. 4. (Univ. Wisconsin, Madison.) Ein Auflösungsvermögen von  $5 \cdot 10^{-4}$  sec wird mit einer neuen Frequenzuntersetzer-schaltung für Zählrohrverstärker erreicht. Die auf das Gitter eines Thyratrons gegebenen Impulse leiten die Entladung im Rohr ein, wodurch ein kleiner Kondensator entladen wird. Nach dem Abreißen der Entladung gibt ein größerer Kondensator einen Teil seiner Ladung an den kleinen ab, so daß sich das Spiel von neuem wiederholen kann. Sinkt die Spannung beider Kondensatoren unter einen gewissen Betrag (etwa beim zehnten Stoß), so wird ein weiteres Thyatron gezündet, und die große Kapazität wird erneut aufgeladen. Die Zahl der Aufladungen des großen Kondensators wird im Zählwerk angezeigt. *Juilfs.*

**W. E. Ramsey.** An extremely light high-potential battery of long life. *Journ. Franklin Inst.* 225, 401—409, 1938, Nr. 4. (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Für Geiger-Müller-Zähler wird eine Batterie entwickelt, die sich besonders durch ihr leichtes Gewicht (1000 Volt etwa 600 g) auszeichnet und dadurch besonders für Registrierballonaufstiege und Außenmessungen aber auch für das Laboratorium vorteilhaft geeignet ist. Die Herstellung der kleinen Zellen (1,53 Volt; 0,9 g), deren Aufbau dem der handelsüblichen Trockenzellen gleicht, wird eingehend beschrieben. Durch die besondere Anordnung wird eine hohe Konstanz der Batterie im Betriebszustand erreicht. Werden die Zellen nicht gebraucht, so können sie durch Trocknung — der Trocknungsprozeß dauert bei Gebrauch von  $\text{CaCl}_2$  und geringer Erwärmung etwa 3 Stunden — beliebig lange außer Betrieb gesetzt werden; durch erneutes Anfeuchten erhalten sie wieder ihre volle Spannung. Dieser Prozeß kann genügend oft wiederholt werden. *Juilfs.*

**Serge Gorodetzky.** Analyse du fonctionnement d'un sélecteur a coïncidences multiples. Description d'un dispositif expérimental. C. R. 206, 900—902, 1938, Nr.12. Die günstigsten Verhältnisse für den Anodenwiderstand und den inneren Widerstand der Eingangsrohre einer Mehrfachkoinzidenzapparatur, hinter denen die Mischung stattfindet, werden an Hand eines einfachen Diagramms diskutiert. Danach ist im allgemeinen früher ein zu hoher Anodenwiderstand verwendet worden. Auf den Vorteil der Verwendung einer Pentode mit hohem inneren Widerstand wird hingewiesen. *Juilfs.*

**J. Reginald Richardson.** A vacuum tube control circuit for cloud chambers. Rev. Scient. Instr. 9, 152—154, 1938, Nr.5. (Dep. Phys. Univ. Michigan, Ann Arbor.) Für zählrohrgesteuerte Wilsonsche Nebelkammern wird ein Relaisgerät angegeben, das im Gegensatz zu den früheren Apparaturen, in denen Thyratrons verwendet wurden, mit Vakuumröhren bestückt ist. Die Schaltung und die Arbeitsweise werden ausführlich diskutiert. *Juilfs.*

**Bernhard Gross.** On the Latitude Effect of the Soft Component of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 53, 607, 1938, Nr.7. (Inst. Nac. Technol. Rio de Janeiro.) Korff, Curtiss und Astin fanden in der Stratosphäre einen Breiteneffekt der vorwiegend sekundären Ultrastrahlung von 50 %. Ist  $f(E)dE = E^{-2.5}dE$  die Energieverteilung der Primären, so berechnet Verf. einen Breiteneffekt von 80 %, wenn er die Zahl der Sekundären der Zahl der Primären proportional ansetzt. Setzt er aber nach Swann die Zahl der Sekundären der Gesamtenergie der Primären proportional an, so berechnet er einen Breiteneffekt von 58 % in befriedigender Übereinstimmung mit dem genannten experimentellen Ergebnis. *A. Ehmert.*

**A. Demmelmair.** Die Schwankungen der kosmischen Strahlung nach Ortszeit und nach Sternzeit auf dem Hafelekar (1936—1937). S.-A. Wiener Ber. 146 [2a], 643—659, 1937, Nr.9/10. (Phys. Inst. Univ. Graz.) Vgl. Phys. Ber. 19, 1380, 1938. *Dede.*

**H. Maier-Leibnitz.** Ein bemerkenswerter Ultrastrahlschauer. Naturwissensch. 26, 217—218, 1938, Nr.14. (Kaiser Wilhelm-Inst. f. med. Forsch. Heidelberg.) Photographie eines in der Kupfermasse der Magnetspule ausgelösten, mit einer langsam arbeitenden Wilson-Kammer zufällig aufgenommenen „harten Schauers“, bei dem alle 10 Strahlen innerhalb eines Winkels von etwa  $10^\circ$  verlaufen. Eine deutliche magnetische Ablenkung läßt sich bei keinem der Teilchen beobachten. *E. Regener.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** The Multiplicative Theory of Showers as Applied to Large Bursts of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 53, 682, 1938, Nr.8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Aus der beobachteten Größenverteilung von Hoffmannschen Stößen wird mittels der Bhabha-Heitler-Theorie auf die Energieverteilung der Elektronen geschlossen. Diese ergibt sich als proportional zu  $E^{-\alpha}$ , wobei  $\alpha$  bei etwa  $10^9$  e-V 2,5 beträgt und mit zunehmender Energie langsam abnimmt. Aus dem so gewonnenen Energiespektrum wird wieder die Zahl und die Größenverteilung von Stößen hinter dicken Absorberschichten berechnet. Das Resultat stimmt nicht mit der Erfahrung überein. *A. Ehmert.*

**L. Landau and G. Rumer.** The cascade theory of electronic showers. Proc. Roy. Soc. London (A) 166, 213—228, 1938, Nr.925. (Inst. Phys. Probl. and Phys. Inst. Acad. Sc. USSR.) Verff. geben eine strenge Theorie der Schauerbildung, die das Verfahren der sukzessiven Approximation von Bhabha und

Heitler (Phys. Ber. 19, 478, 1938) vermeidet und im Gegensatz zu Carlson und Oppenheimer (Phys. Ber. 19, 1380, 1938) die korrekte Grundgleichung benutzt, sonst aber auf den gleichen Prinzipien beruht, wie die genannten Theorien. Eine numerisch berechnete Tabelle gestattet, in Abhängigkeit von der Energie des auslösenden Teilchens die Zahl und die Energieverteilung der Schauerteilchen in vorgegebener Tiefe zu berechnen. Die Schauer besitzen eine definierte Reichweite. Verff. untersuchen das Verhalten der Schauer beim Übergang von Luft in ein Medium mit einer anderen Atomzahl und erörtern schließlich die Folgerungen aus der Hypothese des schweren Elektrons auf das vorliegende Problem. *Henneberg.*

**Albert Sittkus.** Die Absorption der Ultrastrahlung in verschiedenen Materialien, gemessen mit Zählrohrkoinzidenzen. ZS. f. Phys. 108, 421—438, 1938, Nr. 7/8. (Freiburg i. Br.) Mit Zählrohrkoinzidenzen wird unter möglicher Ausschaltung von Sekundäreinflüssen die einfallende korpuskulare Ultrastrahlung in bezug auf ihre Absorbierbarkeit durch verschiedene Materialien untersucht. Störende Einflüsse aller Intensitätsänderungen werden durch ein geeignetes Meßverfahren weitgehend ausgeschaltet. Es ergibt sich beim Vergleich von Blei, Eisen, Aluminium, Kohle und Paraffin die beste Übereinstimmung der Absorptionswerte, wenn man die Materialien entsprechend ihrer Masse aufeinander umrechnet. Eine Berechnung des Absorptionskoeffizienten für Schichtdicken zwischen 100 und 1000 g/cm<sup>2</sup> ergibt  $\mu/\rho = 5,7 \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> bzw.  $\mu = 6,5 \cdot 10^{-3}$  g/cm Pb. Ein Vergleich mit Zählrohrmessungen anderer Autoren gibt eine befriedigende Übereinstimmung der Resultate. Dagegen zeigen sich größere Abweichungen der Ergebnisse zu den vorhandenen Ionisationskammermessungen, die nicht befriedigend geklärt werden können. *A. Sittkus.*

**Mme Thérèse Grivet-Meyer.** Quelques propriétés de la fraction pénétrante du rayonnement cosmique. C. R. 206, 833—835, 1938, Nr. 11. Mit Zählrohrkoinzidenzen werden unter 10, 30 und 75 m Wasseräquivalent (gerechnet von der Atmosphäregrenze) Absorptions- und Schauermessungen der Ultrastrahlung ausgeführt. Die Absorptionsmessungen ergeben, daß das Verhältnis der weichen zur durchdringenden Komponente rasch abnimmt mit zunehmender Tiefe (in 10 m Tiefe  $0,20 \pm 0,02$ , in 30 m  $0,095 \pm 0,05$ , in 75 m  $0,03 \pm 0,06$ ). Der Absorptionskoeffizient  $\mu/\rho$  beträgt zwischen 10 bis 30 m  $1,5 \cdot 10^{-3}$ , zwischen 30 bis 75 m  $0,4 \cdot 10^{-3}$ . Bei den Schauermessungen dagegen wächst das Verhältnis der Schauer- zur Vertikalintensität. Besonders deutlich ist dieser Effekt bei Schauern mit mindestens drei Teilchen (in 10 m Tiefe 21,8:121, in 75 m 6,0:9,4). Es wird eine Deutung der Ergebnisse auf Grund einer Hypothese von Auger vorgeschlagen, der schwere Teilchen verschiedener Masse als Bestandteile der Strahlung annimmt. *A. Sittkus.*

**B. Gross.** Zur Deutung der Absorptionskurve der kosmischen Strahlung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 53, 213—222, 1938, Nr. 1/3. (Rio de Janeiro.) Nach der Besprechung der Absorptionskurven, die mit der Ionisationskammer, einem Zählrohr und koinzidierenden Zählrohren erhalten wurden, wird die Deutung des Intensitätsverlaufes ausführlich diskutiert. Die Frage, ob die Konkavität der Absorptionskurve durch einen Übergangseffekt oder durch Reichweiteteilchen (eindeutige Beziehung zwischen Teilchenenergie und Reichweite) bedingt ist, wird zugunsten der letzteren Annahme entschieden. Die Wechselwirkungsprozesse der kosmischen Strahlung mit der Materie werden andeutungsweise gestreift, und die Unhaltbarkeit der Versuche, für die kosmische Strahlung von vornherein ein diskontinuierliches Energiespektrum mit exponentieller Absorption der einzelnen Komponenten anzunehmen, wird aufgezeigt. Die Theorie



der Analyse gibt eine kurze Zusammenfassung früherer Arbeiten des Verf. und von Pfozter. — Auf die neuere Entwicklung durch die Annahme des schweren Elektrons wird noch nicht eingegangen. *Juilfs.*

**P. M. S. Blackett.** The nature of the penetrating component of cosmic rays. Proc. Roy. Soc. London (A) 165, 11—31, 1938, Nr. 920. Eine größere Anzahl weiterer direkter Messungen des Energieverlustes von Ultrastrahlungsteilchen in Bleischichten zeigen, daß die Teilchen mit Energien unter  $2 \cdot 10^8$  e-V in Blei fast ausschließlich den hohen Energieverlust durch Strahlung erleiden, den die Quantentheorie für Elektronen erwartet. Dagegen erfährt der weit überwiegende Teil der Strahlen mit Energien über  $3 \cdot 10^8$  e-V einen wesentlich geringeren spezifischen Energieverlust. Doch wurden nun auch in diesem Energiebereich einige wenige Teilchen mit dem für Elektronen normalen Energieverlust gefunden. Deshalb werden jetzt die durchdringenden Teilchen als eine neue Teilchenart gedeutet, welche jedoch (im Gegensatz zu der Deutung durch Anderson und Neddermeyer) nur dann existiert oder von Elektronen zu unterscheiden ist, wenn die Teilchenenergie größer als die genannte kritische Energie ist. Es werden verschiedene Hypothesen über die Natur dieser Teilchen diskutiert, z. B. daß es schwere Elektronen sein könnten, die jedoch, sobald sie im kritischen Energiebereich sind, bei Zusammenstößen mit Kernen plötzlich ihre Masse (vielleicht durch eine Art Resonanzeffekt) verändern müßten. *A. Ehmert.*

**P. M. S. Blackett and J. G. Wilson.** The scattering of cosmic ray particles in metal plates. Ebenda S. 209—215, Nr. 921. Aus den Nebelspuren, welche Ultrastrahlungsteilchen in einer im Magnetfeld betriebenen Kammer vor und nach dem Passieren von Filtern hinterließen, konnte neben den Teilchenenergien und dem Energieverlust auch die mittlere Streuung der Teilchen für mehrere Energiebereiche mit genügender Genauigkeit bestimmt werden. Die Ergebnisse mit Blei- und Kupferfiltern bestätigen eine von Williams angegebene Formel für die Streuung, solange  $H\varphi < 6 \cdot 10^6$  Gauß·cm. Bei höheren Teilchenenergien (bis  $3 \cdot 10^7$  Gauß·cm) wurde eine größere Streuung beobachtet als der Formel entspricht. Nach dieser Formel ist die mittlere Streuung der Teilchenenergie umgekehrt proportional und von der Teilchenruhmase unabhängig. Da der spezifische Energieverlust in Blei bei Energien  $H\varphi > 7 \cdot 10^6$  Gauß·cm wesentlich kleiner wird als er bei geringeren Energien ist, dagegen die Streuung zwischen  $10^6 < H\varphi < 6 \cdot 10^6$  der berechneten Formel folgt und da nach Williams wahrscheinlich nur die Streuung von der Ruhmasse unabhängig ist, sind die vorliegenden Ergebnisse eine starke Stütze für die Hypothese, daß die durchdringenden Ultrastrahlungsteilchen (nach Blackett) schwere Elektronen sind, welche ihre Masse ändern, wenn die Teilchenenergie eine kritische Grenze unterschreitet. (Vgl. vorstehendes Referat.) *A. Ehmert.*

**R. M. Langer.** The Nature of the Penetrating Component of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 53, 494—495, 1938, Nr. 6. (Calif. Inst. Technol., Pasadena.) Es wird angenommen, daß die harte Komponente der Ultrastrahlung aus einem Gemisch von schweren Elektronen mit den „quantisierten“ Massen  $m_k = k \cdot m_1$  ( $m_1$  = Elektronenmasse,  $k = 1, 2, 3 \dots$ ) besteht, welche als Sekundäre in der Atmosphäre entstehen. Die Absorptionskurve kann daher besser wiedergegeben werden, als dies nach der Theorie von Bhabha und Heitler unter der Annahme von ausschließlich normalen Elektronen ( $k = 1$ ) möglich ist. Eine ausführliche Veröffentlichung der diesen Angaben zugrunde liegenden Rechnungen wird angekündigt. *A. Ehmert.*

**Edwin G. Schneider.** Cosmic-Ray Ionization in the Neighborhood of a Lead Block. Phys. Rev. (2) 53, 615—617, 1938, Nr. 8. (Harvard Univ.

Cambridge Mass.) In einem nur mit dünnem Holzdach abgeschlossenen Raum wird in einer nicht mit Zählrohren gesteuerten Wilson-Kammer, die nur 3 mm dicke Glaswände hat, die Ultrastrahlung in der Umgebung einer Bleischicht von 6 mm Dicke und 175 cm<sup>2</sup> Fläche untersucht. Es konnten Teilchen bis herab zu 3 MeV analysiert werden. Dabei ergab sich, daß  $\frac{3}{4}$  der Ionisation auf Einzelteilchen,  $\frac{1}{5}$  auf durch  $\gamma$  Strahlung ausgelöste Elektronenpaare und etwa  $\frac{1}{20}$  auf durch Elektronen ausgelöste Sekundäre zurückzuführen ist. *A. Sittkus.*

**B. Trumpy.** Secondary effects of the hard and soft components of cosmic rays. *Nature* 141, 909—910, 1938, Nr. 3577. (Geophys. Inst. Bergen.) Um die Sekundärenbildung der kosmischen Strahlung zu untersuchen, sind in einer Wilsonschen Nebelkammer vier Bleiplatten von 3 cm Dicke im Abstände von je 5 cm voneinander angebracht. Die Zahl der beobachteten Sekundären in jedem einzelnen Kammerabschnitt mit und ohne ein 33 cm Eisenfilter über der Kammer gibt einen Anhaltspunkt für den Anteil der weichen Strahlung an der Gesamtstrahlung in Seehöhe. Wenn man die weiche Strahlung, die erst in dem Absorber durch die harte Komponente gebildet wird, vernachlässigt, so geben die Beobachtungen in Übereinstimmung mit früheren Messungen anderer Autoren einen Anteil der weichen Komponente von 27 %. Die von der weichen Komponente bewirkte Schauerbildung, insbesondere die Zahl der Sekundären in den einzelnen Kammerabschnitten, steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Bhabha und Heitler über Strahlenmultiplikation. Einige beobachtete charakteristische Sekundärprozesse der harten Komponente sind angegeben und es wird hieraus geschlossen, daß die Primären keine Elektronen sein können. *Juilfs.*

**Henri D. Rathgeber.** Magnetische Energiebestimmung der Teilchen der kosmischen Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* 109, 273—292, 1938, Nr. 3/4. (Stuttgart.) Die Ablenkung, die die Ultrastrahlungsteilchen im Magnetfeld (7000 Oersted) in Luft eines luftgekühlten Elektromagneten erfuhren, wurde mit einer Zählrohrkoinzidenzanordnung gemessen, die es gestattete, die Schauerteilchen von den Einzelteilchen zu trennen. Aus den Ergebnissen wurde geschlossen, daß nach Durchlaufen eines Absorbers von 260 g/cm<sup>2</sup> letztere (57 % der Gesamtteilchenzahl in Meeresniveau) in Übereinstimmung mit den Wilson-Kammermessungen aus etwas mehr positiven als negativen Teilchen bestehen und eine mittlere Energie von  $1,5 \cdot 10^9$  EV. haben. Der aus der Absorption im Magneten bestimmte Absorptionskoeffizient der Einzelteilchen von  $\mu/\rho = 0,7 \cdot 10^{-3}$  cm<sup>2</sup> g<sup>-1</sup> ist der gleiche wie der der durchdringenden Komponente. Durch Vergleich mit anderen Messungen wurde gefunden, daß bei Ablenkung in Eisen annähernd die ganze Induktion wirksam ist und daß Teilchen mit Energien  $> 2,5 \cdot 10^9$  EV. eine kleinere spezifische Ionisation als energieärmere haben. *Rathgeber.*

**Thomas H. Johnson.** The Intensity of the Primary Cosmic Radiation and Its Energy Distribution. *Phys. Rev.* (2) 53, 499—501, 1938, Nr. 7. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 682, Nr. 8. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore.) Durch einfache Energiebetrachtungen und Rechnungen wird aus den jetzt für verschiedene Breiten vorliegenden Absorptionskurven der Ultrastrahlung unter Benutzung der Theorie des Breiteneffekts die Zahl der Primären und ihre Energieverteilung bestimmt. Die Zahl der Primären im Energiebereich  $V$  bis  $V + dV$ , welche auf ein cm<sup>2</sup> pro Sekunde einfallen wird zu  $15 \cdot 10^{18} \cdot V^{-3}$  angegeben. Dabei erreichen wahrscheinlich keine Primären mit einer Energie unter  $4,4 \cdot 10^9$  e-V die Erde. Die Gesamtzahl der die Erde erreichenden Primären wird zu  $8 \cdot 10^{17}$  sec<sup>-1</sup> berechnet. Der Energiezufluß durch die Ultrastrahlung ergibt sich zu etwa einer Million Kilowatt. *A. Ehmert.*

**G. Wentzel.** Schwere Elektronen und Theorien der Kernvorgänge. *Naturwissensch.* 26, 273—279, 1938, Nr. 18. (Zürich.) Das große Durchdringungsvermögen der harten Komponente der Höhenstrahlung läßt die Existenz „schwerer Elektronen“ (geladener Teilchen, deren Masse größer ist als die des Elektrons, aber kleiner als die des Protons) vermuten, für deren Vorhandensein auch zahlreiche in Wilson-Kammern beobachtete Bahnspuren sprechen. Darüber hinaus liefert auch die Kerntheorie einige Argumente zugunsten der Existenz derartiger Teilchen. Nimmt man nämlich an, daß die Kräfte zwischen Protonen und Neutronen verknüpft sind mit dem Feld der beim  $\beta$ -Zerfall emittierten Elektronen und Neutrinos, so haben derartige Kräfte zwar den Charakter von „Austauschkräften“, wie dies auf Grund der Bindungsenergien schwerer Kerne verlangt werden muß, aus der großen Lebensdauer der  $\beta$ -Strahler ergibt sich aber, daß die Wechselwirkung des Elektron-Neutrino-Feldes mit den schweren Teilchen zu klein ist, um die Größe der Kernkräfte erklären zu können. Yukawa (vgl. *Phys. Ber.* 16, 2182, 1935) hat daher angenommen, daß die Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen nicht durch Austausch von einem Elektron und einem Neutrino, sondern durch Austausch eines einzelnen geladenen Teilchens mit ganzzahligem Spin zustande kommt. Aus der Reichweite der Kernkräfte ergibt sich die Masse dieses Teilchens zu einigen hundert Elektronenmassen. Man kann weiterhin annehmen, daß ein solches Teilchen die Möglichkeit hat, in ein Elektron und ein Neutrino zu zerfallen und kommt auf diese Weise zu einer neuen Auffassung des  $\beta$ -Zerfalls. Die experimentell ermittelte Gleichheit der Kräfte zwischen Neutron—Proton und Proton—Proton legt schließlich die Vermutung nahe, daß die Wechselwirkung zwischen Proton—Proton bzw. Neutron—Neutron durch Austausch von neutralen Yukawa-Teilchen zustande kommt. *Jaeckel.*

**E. J. Williams and E. Pickup.** Heavy Electrons in Cosmic Rays. *Nature* 141, 684—685, 1938, Nr. 3572. (George Holt Phys. Lab. Univ. Liverpool.) In einer Nebelkammer im Magnetfeld wurden einige Bahnen von offenbar schweren Ultrastrahlungsteilchen aufgenommen. Aus der Bahnkrümmung und der spezifischen Ionisation wurden für diese Teilchen die folgenden Massen (ausgedrückt in Vielfachen der Elektronenmasse) berechnet: a)  $220 \pm 50$ , b)  $> 430$ , c)  $190 \pm 60$ , d)  $160 \pm 30$ . *A. Ehmert.*

**Werner Kolhörster.** Der Einfluß erdmagnetischer Störungen auf Intensität, Barometereffekt und Schwankungen zweiter Art der Höhenstrahlung. *Naturwissensch.* 26, 218—219, 1938, Nr. 14. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Im Zusammenhang mit den magnetischen Störungen vom Januar 1938 wird festgestellt, daß die Ultrastrahlung auf magnetische Variationen empfindlicher reagiert als bisher angenommen wurde. Dieser Einfluß soll die bisher ungeklärten Änderungen des Koeffizienten des Barometereffekts und die Schwankungen 2. Art erklären. *A. Sittkus.*

**A. Valkó.** Prüfung der Bhabha-Heitlerschen Theorie der Schauerbildung kosmischer Strahlung im Falle von Kohle. *Helv. Phys. Acta* 11, 59—86, 1938, Nr. 1. (Phys. Inst. E. T. H. Zürich.) Nach der Bhabha-Heitlerschen Theorie muß die Sekundärstrahlung, die die sehr energiereichen Elektronen der Ultrastrahlung (auf dem Umwege über Photonen) in leichten Elementen erzeugen, härter sein als bei schweren Elementen. Es wird daher die Rossi-Kurve hinter Kohle bis 105 cm Schichtdicke (Briketts in 10-kg-Stücken) mit Vierfachkoinzidenzen in einer temperaturkonstanten Holzhütte im Freien aufgenommen. Die erhaltene gewöhnliche Rossi-Kurve wird noch von dem Einfluß der Nullstrahlung, d. h. der in der Luft und der Umgebung erzeugten Sekundärstrahlung befreit, um eine „reduzierte“ Rossi-Kurve zu erhalten,



die die Eigenschaften des Streumediums noch reiner hervortreten läßt. (Bei Kohle wird indessen die Form der Kurve nur wenig verändert.) — Die so erhaltene Rossi-Kurve steigt für Kohle bis 60 cm Schichtdicke gleichmäßig an, um dann rasch fast horizontal weiter zu verlaufen. Das Maximum kann bei 80 cm geschätzt werden. Das stimmt mit der Bhabha-Heitlerschen Theorie überein, wenn für die primären schauererzeugenden Elektronen eine mittlere Energie von  $5 \cdot 10^6$  e-Volt angenommen wird. — Die Energie der aus Kohle und aus Pb gebildeten Sekundärstrahlung wird mit der Absorption durch Pb-Schichten verschiedener Dicke untersucht. Die Kohlesekundärstrahlung ist viel härter und homogener als die von Blei. Bei Filterung mit Pb von 0 bis 4 cm bleibt der Absorptionskoeffizient der Schauerstrahlung aus Kohle konstant bei  $0,2 \text{ cm}^{-1}$ , während derjenige der Bleistrahlung mit 0,5 cm Pb gemessen  $1,0 \text{ cm}^{-1}$  ist, mit größeren Schichtdicken gemessen aber schnell abnimmt und gleich dem der Kohlesekundärstrahlung wird. Auch dies ist in Übereinstimmung mit der Theorie.

*E. Regener.*

**Minoru Kobayasi and Shoji Ozaki.** On the Energy Loss of Fast Charged Particles by Pair Creation. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 34, 321—331, 1938, Nr. 766. Ein schnelles geladenes Teilchen kann beim Durchgang durch Materie seine Energie durch Paarerzeugung in dem Feld eines Atoms verlieren. Verff. schätzen die Größenordnung des mittleren Energieverlustes nach der Methode von Williams und v. Weizsäcker ab. Für ein schnelles Elektron ist der gesamte Energieverlust infolge von Paarerzeugung proportional dem durch Bremsstrahlung und ungefähr um den Faktor  $\alpha$  (Feinstrukturkonstante) kleiner als dieser. Ein schweres Teilchen mit einer Elementarladung verliert die gleiche Energie wie ein Elektron derselben Geschwindigkeit. — Der größte Teil der abgegebenen Energie geht auf Elektronen und Positronen hoher Energie über. Da die Energie der durch Ionisation erzeugten Elektronen verhältnismäßig klein und der Energieverlust eines schweren Teilchens durch Bremsstrahlung gegenüber dem von Elektronen sehr klein ist, erfolgt die Energieübertragung von einem schweren Teilchen mit einer Masse  $M$  größer als  $m/\alpha$  auf leichte Teilchen fast ausschließlich durch Paarerzeugung. Von solchen Paaren dürfte der größte Teil trifft er für Energien über etwa  $10^4 M c^2$  den langsam zunehmenden Energieverlust durch Paarerzeugung mit der Energie der Primärteilchen schnell zunimmt, übertrifft er für Energien über etwa  $10^4 M c^2$  den langsam zunehmenden Energieverlust durch Ionisation.

*Henneberg.*

**H. Carmichael and E. G. Dymond.** High-altitude cosmic radiation measurements near the magnetic axis-pole. Nature 141, 910—911, 1938, Nr. 3577. (Cavendish Lab. Cambridge; Univ. Edinburgh.) Nahe dem magnetischen (Achsen-)Pol sind mit Registrierballonen Aufstiege mit einer Ionisationskammer (31 Argonfüllung 6 Atm.) und mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung ausgeführt worden. Die Ionisationskammermessungen zeigen bis auf einen den Wandeffekten zugeschriebenen, der Gesamtintensität proportionalen Ionisierungsbeitrag völlige Übereinstimmung mit den Messungen von Regener für  $\lambda = 49^\circ$  und Millikan und Neher für  $\lambda = 52^\circ$  oberhalb 20 mm Hg. In größeren Höhen, also unterhalb 20 mm Hg zeigt die gemessene Ionisationskurve im Gegensatz zu Regeners Kurve ein ausgeprägtes Maximum, dessen Ursprung und Bedeutung auf späteren Fahrten geklärt werden soll. Die Koinzidenzen wurden durch einen Empfänger am Boden gezählt und in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Pfitzer gefunden. Lediglich für Höhen unterhalb 10 km wird ein größerer Wert gemessen. Die Intensität der kosmischen Strahlung ist also an den Polen nahezu dieselbe wie für Breiten bis herunter zu etwa  $50^\circ$

in Übereinstimmung mit den Voraussagen von Cosyns, so daß angenommen werden muß, daß Teilchen mit einer Energie von unterhalb  $3,10^9$  e-V in der kosmischen Strahlung entweder nicht existieren oder aber durch irgendeinen Einfluß außer dem des erdmagnetischen Feldes (vgl. etwa auch Phys. Ber. 18, 1258, 1937) verhindert werden, die Erde zu erreichen. *Juülf.*

**Paul Walter.** Étude sur la résistivité de l'eau de la Marne, à proximité de son confluent avec la Seine. C. R. 206, 1498—1500, 1938, Nr. 20. *Dede.*

**Wolfgang Pichler.** „Regenflecke“ auf der Donau. Wetter 55, 52—56, 1938, Nr. 2. (Leoben.) „Regenflecke“ zeigen sich zuweilen an der Oberfläche stehender und nach Beobachtungen des Verf. auch fließender Gewässer als glatte spiegelnde Flecke, die keinen oder nur ganz geringen Wellengang aufweisen, inmitten der leicht bewegten, daher matt aussehenden Oberfläche. Häufig gelten sie im Volk als Verkünder von Regen. Die bisherigen Erklärungsversuche vermochten nicht zu befriedigen. Verf. sieht die Entstehungsursache bei Seen in der unterschiedlichen Viskosität nebeneinander liegender Wassermassen (Temperaturdifferenzen), bei Flüssen in der Wirbelbildung und somit in unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten. Bei Einwirken eines nicht zu starken Windes auf eine in solchem Zustand befindliche Wasseroberfläche kann es an den Stellen mit größerer Viskosität (tieferer Wassertemperatur) bzw. geringerer relativer Strömungsgeschwindigkeit noch nicht zur Wellenbildung kommen im Gegensatz zu ihrer Umgebung. Bei Flüssen ist dabei erforderlich, daß der Wind in einem der Strömung entgegengesetzten Sinne weht. *H. Stappf.*

**H. B. Hachey.** Exceptional temperatures of central Atlantic water. Science (N. S.) 87, 219—220, 1938, Nr. 2253. (Atlantic Biol. Stat. St. Andrews, Canada.) Es werden Temperaturregistrierungen von der Strecke Boston—Bermuda vom 28. bis 30. August und vom 24. bis 26. September 1937 wiedergegeben, aus denen ersichtlich ist, daß Ende August südlich der Breite  $37^{\circ} 50' N$  die Oberflächentemperatur um mehr als  $1^{\circ}$  höher war als das von Church und Iselin für diese Zeit angegebene Maximum, während die Golfstromtemperaturen bei  $40^{\circ} N$  um mindestens  $2^{\circ}$  niedriger waren als das Maximum. Südlich von  $39^{\circ}$  Breite war die Temperatur von Ende August bis Ende September um  $3^{\circ}$  gesunken, während um diese Jahreszeit die Temperatur sonst ziemlich ungeändert bleibt. Die normale Jahresschwankung beträgt für diese Gegend  $8^{\circ}$ . Die besprochenen abnormalen Temperaturverhältnisse werden mit einer „Pulsation“ des nordatlantischen Wirbels in Zusammenhang gebracht. *F. Steinhäuser.*

**W. Stockmann.** Einige charakteristische Momente der horizontalen Vermischung der Wassermassen des Kaspischen Meeres im System  $S=f(t)$ . C. R. Moskau (N. S.) 18, 565—568, 1938, Nr. 8. (Azerbaidjan. wiss. Station, Inst. f. Fischerei u. Meeresforsch., Baku.) Die für Untersuchungen der vertikalen Durchmischung gebräuchliche Methode der Herstellung von  $S=f(t)$ -Kurven, die den funktionalen Zusammenhang zwischen dem Salzgehalt  $S$  des Meerwassers und dessen Temperatur  $t$  für verschiedene Tiefen angeben, wurde auch zur Untersuchung der horizontalen Durchmischung verwendet. Die  $t$ - $S$ -Diagramme sind dabei entsprechend für horizontale Schnitte herzustellen. Die geradlinigen Teile der  $t$ - $S$ -Diagramme geben dann die Durchmischungsgebiete an. Nach dieser Methode hat der Verf. das auf Forschungsreisen im Kaspischen Meer in den Jahren 1933—1937 gesammelte Material analysiert. Besondere Beachtung fanden die  $t$ - $S$ -Diagramme der Schichten mit maximaler vertikaler Stabilität (Schicht des Temperatursprungs, der zwischen Tiefen von

25 bis 50 m schwankt) und die der Schichten mit minimaler vertikaler Stabilität (Schicht am Boden). Aus dem Vergleich dieser Diagramme ergab sich, daß die Anzahl verschiedener Mischungsgebiete in den Schichten mit minimaler vertikaler Stabilität immer größer war als die der Mischungsgebiete in der Tiefe des Temperatursprunges. Daraus wird geschlossen, daß die Existenz einer vertikalen Stabilität eine Steigerung der Vermischung in horizontaler Richtung längs isopyknischer Flächen bewirken muß. Die Kugel der turbulenten Vermischung degeneriert beim Vorhandensein von vertikaler Stabilität und von Wirbelbewegungen in großem Ausmaße, die zur Vermischung sehr ausgedehnter Wassermassen im Meer führen, in ein Ellipsoid, dessen kleine Achse den isopyknen Flächen parallel ist.

*F. Steinhäuser.*

Aerologische Übersicht für den Monat Januar, . . . Dezember 1937. Ausgearbeitet beim Reichsamt f. Wetterdienst Berlin. Wetter 54, 92, 128, 156, 190, 228, 259, 293, 329, 364, 396. 1937; 55, 22, 60, 1938.

*H. Israël.*

**A. Schmauß.** Ganzheitsbetrachtungen in der Meteorologie. Wetter 55, 1—18, 1938, Nr. 1. (München.) Zusammenfassender Überblick über die heutigen Kenntnisse in der Meteorologie mit besonderer Berücksichtigung derjenigen Betrachtungsweisen, die sich bei großzügigen und kleinsten Vorgängen, bei Erscheinungen der Tropen und der gemäßigten Breiten usw. als gleich fruchtbar erwiesen haben. Beispiele sind: Polarfronttheorie, Gesetze der Zyklonenbildung, Aufbau und Struktur der Stratosphäre, Dreimassenbetrachtung; Dynamische Klimatologie; Rhythmik der Kaltluftausbrüche im Wetter- und Klimaablauf u. a. m. Für die Bioklimatologie wird betont, daß der gemäßigte Klimabezirk Anteil haben kann an allen anderen, tropischen und arktischen Klimaten, und daß nur graduelle nicht grundlegende Unterschiede bestehen, z. B. zwischen dem tropischen Wetter bei uns und in den Tropen.

*F. Möller.*

**N. Kotschin.** Über die Vereinfachung der hydrodynamischen Gleichungen für den Fall der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1935, S. 21—45, Nr. 4. (Russ. mit dtsh. Zusammenfassung.) In der Theorie der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre müssen besonders die Wirkungen der Wärmezufuhr von der Sonne und der Zähigkeit der Luft berücksichtigt werden. Ersteres geschieht dadurch, daß die Temperatur als Funktion des Ortes und der Zeit vorgegeben wird, also die Probleme der Wärmezufuhr von der Behandlung ausgeschlossen werden. Damit wird es das Ziel der Arbeit, aus den Grundgleichungen der Hydrodynamik die wichtigsten Glieder herauszuschälen und die vereinfachten Gleichungen zu untersuchen. Ausgegangen wird von den Eulerschen Bewegungsgleichungen in Kugelkoordinaten mit Berücksichtigung eines mit Ort und Zeit veränderlichen Zähigkeitskoeffizienten. Zuerst wird die zonale stationäre Zirkulation betrachtet unter der Voraussetzung, daß keine räumlichen Unstetigkeiten vorhanden sind. Dabei ergibt sich, daß in der allgemeinen Zirkulation das Verhältnis der Vertikalgeschwindigkeit des Windes zur horizontalen von derselben Größenordnung ist wie das Verhältnis der Dicke der Troposphäre zum Erdradius. Wenn in der zonalen stationären Zirkulation meridionale Strömungen existieren, so müssen die Reibungskräfte von derselben Größenordnung sein wie die Corioliskräfte. Die stationäre Windverteilung in der Vertikalen bei einem mit der Höhe veränderlichen Zähigkeitskoeffizienten wird eingehend untersucht und die Lösung der Gleichungen durch numerische Integration der homogenen Gleichungen und Variation der Konstanten angegeben. Zahlenrechnungen werden nicht gegeben. Aus der Deutung der Endformel wird geschlossen, daß der geostrophische Wind nur dann eine angenäherte Lösung der Gleichungen darstellt, wenn bei der Ver-



schiebung des Aufpunktes in der Vertikalen um eine Entfernung von der Größenordnung  $(\mu : \omega \rho \sin \varphi)^{1/2}$  der geostrophische Wind sich nur wenig ändert. — Die Gleichungen für die zonale unstationäre Zirkulation unter der Voraussetzung sehr langsamer zeitlicher Änderungen (z. B. Periode = 1 Jahr) und die Gleichungen für nichtzonale Zirkulationen werden aufgestellt. *F. Möller.*

**Torsten Gustafson.** Über Inhomogenitäten von Gradientströmungen. Gerlands Beitr. 53, 65—87, 1938, Nr. 1/3. (Lund.) Es wird ein Gleichungssystem für eine Gradientströmung auf der rotierenden Erde unter Berücksichtigung des dynamischen Druckes und der vertikalen Komponente der Korioliskraft entwickelt und das Stromfeld eines Gradientstromes berechnet, wenn er senkrecht über eine zweidimensionale Senke im Meeresboden strömt. Solche Strömungen sind geometrisch ähnlich, wenn bei zwei geometrisch ähnlichen Profilen die Senke von dem Grundstrom in derselben Anzahl Pendelstunden passiert wird. Für Profile, deren Greensche Funktion bekannt ist, läßt sich die Berechnung durchführen. Für einige ausgewählte Profile werden die auftretenden Inhomogenitäten bei Strömungen nach Westen oder Osten und bei Strömungen nach Norden oder Süden untersucht. Sie sind für beide Stromrichtungen verschieden. In 45° Breite sind die Inhomogenitäten noch bei Senken, deren Breite das Zehnfache der Meerestiefe beträgt von Bedeutung. Es wird untersucht, bis zu welchen Meerestiefen die erste Approximation ausreichend ist und wann die Sekundärströmung zu berücksichtigen ist. Während bei Gradientwinden die erste Approximation bei mäßig breiten Senken immer hinreicht, ist dies bei größeren Meerestiefen nicht mehr der Fall. Bei langen Senken ist die Berücksichtigung der Sekundärströmung von großer Bedeutung. *F. Steinhauser.*

**Martin Rodewald.** Der „Deutschland“-Orkan vom 13. Januar 1938. Ann. d. Hydrogr. 66, 243—250, 1938, Nr. 5. (Hamburg.) *Dede.*

**A. A. Sinjagin.** An essay on circulation in middle latitudes. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1935, S. 107—154, Nr. 4. (Russ. mit engl. Zusammenfass.) Das Schema einer zonalen Zirkulation mit Feldern von Druck, Temperatur, Wind usw., die unabhängig von der geographischen Länge sind, ist nur eine sehr rohe Annäherung an die Wirklichkeit. Verf. versucht ein den tatsächlichen Verhältnissen (im Winter) besser angepaßtes Schema aufzustellen durch sukzessive Annäherung, indem er ausgeht von einem Zirkulationsschema und durch Zufügung einer Reihe von vier weiteren Zirkulationsgliedern, die den gleichen Aufbau aber abnehmende Größenordnung haben, den tatsächlichen Verhältnissen gerecht zu werden. Das Grundschema besteht in einem Antizyklonenpaar, einer warmen und einer gegenüberstehenden kalten Antizyklone, zwischen denen eine Zone mit Zyklonenbildung (in Deutschland bisweilen Frontalzone genannt) liegt. Die erste Annäherung an die allgemeine Zirkulation ist durch das Paar: subtropische warme Antizyklone — polare kalte Antizyklone gegeben. Die zweite Annäherung wird erhalten durch Hinzufügung der beiden kalten winterlichen Antizyklonen über den großen Kontinenten der Nordhalbkugel. Diese geben nur eine geringe Abänderung der zonalen Zirkulation; sie entstehen durch Ausstrahlung, sind flach und bestehen aus kontinentaler Kaltluft und die warme Strömung geht in der Höhe darüber hinweg. In diesem System tritt besonders häufig Luftmassenumwandlung auf. Als drittes Glied treten hochreichende Kerne aktiver kalter Antizyklonen auf, die sich innerhalb der Grenzen der flachen kalten Kontinentalluft befinden und durch Kaltluftausbrüche arktischer Luftmassen entstanden sind. Diese bilden „Puffer“ in der allgemeinen Zirkulation, an deren Westseite sich die bekannten „Frontenfriedhöfe“ bilden. Das vierte Glied im Schema ergibt sich

durch Auflösung der aktiven kalten Kerne in kleinere Teilkerne, wie sie eine Feinanalyse erkennen läßt, und als fünftes Glied hat man die entsprechende Aufspaltung der flachen kontinentalen Kaltluft in einzelne Kerne. Die den kleinen aktiven Teilkernen (viertes Glied) entsprechend gegenüberliegenden warmen Teilkerne der subtropischen Wärmehochs werden diskutiert und ein Schema hierfür aufgestellt.

*F. Möller.*

**A. Wagner.** Theorie und Beobachtung der periodischen Gebirgswinde. Gerlands Beitr. 52, 408—449, 1938, Nr. 3/4. (Innsbruck.) In einem zusammenfassenden Bericht über die bisher festgestellten Erscheinungsformen und Einzelheiten der Entwicklung der periodischen Gebirgswinde wird geprüft, inwiefern diese Tatsachen mit der vom Verf. entwickelten neuen Theorie der Talwinde in Einklang stehen. Talwinde kommen in allen Tälern unabhängig von der Form des Talquerschnittes vor. An steilen Talsohlen findet sich unter dem horizontal strömenden Talwind noch ein Talwind längs der geneigten Talsohle. Der Einfluß des Talwindes läßt sich auch bei trübem Wetter, in der kalten Jahreszeit und auch bei in das Tal durchgreifenden Gradientwinden noch feststellen. In Übereinstimmung mit der Theorie hat sich gezeigt, daß die Talwinde tatsächlich eine geschlossene Zirkulation darstellen. Sie schalten sich in ein größeres Zirkulationssystem ein, das tagsüber unten Luft von der Ebene zum Gebirge hinein- und oben vom Gebirge zur Ebene hinausführt. Der Einfluß der Talwinde reicht im allgemeinen bis zur Kammhöhe. Bei Querwinden in der Höhe ist die obere Talwindgrenze in der Mitte des Tales eingesenkt. Für die obere Begrenzung der thermischen Zirkulation der Talwinde ist die Existenz eines Kaltgebietes über dem unteren Warmgebiet der Täler bei Tag und umgekehrt ein Warmgebiet über dem unteren Kaltgebiet bei Nacht notwendig. Die maximale Entwicklung der Tageswinde verzögert sich gegenüber dem Windmaximum über der Ebene um so mehr, je weniger die Talsohle ansteigt bis zum nachmittägigen Druckminimum im Tal. Oberhalb der Paßhöhen in das gegenüberliegende Tal übergreifende Talwinde sind häufiger als eigentliche Malojawinde, die längs der Talsohle wieder abwärts fließen. Die Reichweite des Malojawindes ist stark vom allgemeinen Gradienten abhängig. Die im geschlossenen Talkessel des Death Valley regelmäßig auftretenden Talwinde lassen sich ebenfalls mit der neuen Talwindtheorie erklären. In Abänderung des früher gegebenen Schemas der Hangwindzirkulation muß jetzt angenommen werden, daß dem Luftkörper der Hangwinde in allen Höhen der Talwindsschicht Luft aus der Talmitte zuströmt. Die Rückströmung zur Talmitte erfolgt beim Hangaufwind erst oberhalb der Kammhöhe und beim Hangabwind erst am erkalteten Talboden. Die Phase der Talwinde ist gegenüber den Hangwinden verzögert. Aus dieser Entwicklung ergibt sich, daß auf orographisch rechten Hängen Rechtsdrehung und auf linken Hängen Linksdrehung des Windes im Laufe des Tages besteht. Die Hangwinde entsprechen der Wengerschen Theorie. Sie sind am stärksten an den Außenflanken der Gebirge und am schwächsten in kleinen Tälern entwickelt.

*F. Steinhäuser.*

**P. R. Krishna Rao.** Squalls at Karachi. Scient. Not. India Meteor. Dep. 7, 75—101, 1938, Nr. 75. In den Jahren 1928/1935 wurden über 50 starke Böen mit plötzlichem Anstieg der Windgeschwindigkeit über 30 Meilen pro Stunde und entsprechenden Änderungen der anderen meteorologischen Elemente registriert. Diese hat der Verf. getrennt nach vier Jahreszeiten: Winter (Nov.—März), Sommer (April—Juni), Monsunzeit (Juli und August) und Übergangszeit (September und Oktober) eingehend untersucht. Mehr als die Hälfte der Böen fiel auf die Zeit vom Mai bis Juli. Im Dezember wurde keine Böe beobachtet. Im Winter kommen

die Böen meist aus Richtungen zwischen N und W, im übrigen Jahr aus N bis E. In Tabellen sind für jede Böe Beginn, Höhepunkt, Ende, höchste Geschwindigkeit, Windrichtung, Änderung der Windrichtung, Geschwindigkeitszunahme, Temperatur, Druck und Feuchtigkeitsänderung und ihre Beziehung zu bestimmten Wetterentwicklungen (Fronten, Instabilitäten) und die Begleiterscheinungen (Gewitter, Niederschlag) angegeben. Die Dauer der Böen schwankt zwischen 10 Minuten und 1 Stunde. Im allgemeinen wird die höchste Geschwindigkeit um so rascher erreicht, je höher sie ist. Böen mit großer Höchstgeschwindigkeit sind von kürzerer Dauer. Zwei Drittel der Böen fallen auf die Zeit zwischen Mittag und 21 Uhr, im Sommer und in der Monsunzeit fallen nahezu alle auf die Zeit von 15 bis 21 Uhr. Die Böen sind im allgemeinen mit einem Rückgang von Temperatur und mit einem Anstieg des Luftdrucks verbunden. Der Luftdruckanstieg setzt meist schon einige Minuten vor Beginn der Böe ein. Als Ursachen für die Böen kommen in Betracht: 1. Einbruch von Kaltluft in warme feuchte Luft (12 Fälle, hauptsächlich im Winter), 2. Ablösung einer oberen Luftschicht durch eine frischere kältere Luftmasse (17 Fälle), 3. Ablösung einer unteren Luftschicht durch eine feuchtere Luftmasse (10 Fälle; letztere beide hauptsächlich im Sommer und zur Monsunzeit), 4. latente Instabilität in einer durch eine Depression herbeigeschafften Monsunluft (8 Fälle), 5. Instabilität durch lokale Erwärmung (2 Fälle). Die begleitende allgemeine Wetterlage, der Mechanismus der Böen und ihre Charakteristiken in den einzelnen Jahreszeiten werden eingehend besprochen.

*F. Steinhauser.*

**B. Haurwitz und W. E. Turnbull.** Die vertikale Verteilung der interdiurnen Luftdruck- und Temperaturschwankungen in Troposphäre und Stratosphäre über Europa und Nordamerika. Meteorol. ZS. 55, 147—150, 1938, Nr. 4. (Toronto.) Zur Untersuchung wurden 163 Aufstiegspaare aus Nordamerika und 328 aus Europa verwendet. Im Jahresmittel nahmen die interdiurnen Luftdruckschwankungen in den untersten 3 km etwas stärker ab als in Europa, so daß die Maxima am Boden und in 8 bis 10 km Höhe dort stärker ausgeprägt waren. Die interdiurne Temperaturveränderlichkeit nahm im Jahresmittel in Europa bis zur Stratosphäre zu, in Amerika war sie aber in den untersten Kilometern größer als in Europa und blieb bis 13 km ungefähr konstant. Eine Trennung nach Sommer und Winter zeigt, daß im Sommer die interdiurnen Druckschwankungen in Amerika in der unteren Troposphäre wesentlich geringer waren als in Tropopausennähe, daß sie im Winter aber in allen Höhen bis zur Tropopause ungefähr gleich groß waren. Die interdiurnen Temperaturänderungen zeigten im Mittel im Winter über Amerika in 1 und in 12 km Höhe Maxima, im Sommer dagegen fehlte das untere Maximum. Die größeren Temperaturänderungen in den unteren Schichten werden mit Ausbrüchen von polaren Kontinentalluftmassen in Zusammenhang gebracht, die Anlaß zu niedrigen kalten Antizyklonen geben. Im allgemeinen spielen aber auch über dem amerikanischen Kontinent die höheren Luftschichten dieselbe wichtige Rolle wie über Europa. Die Beziehungen zwischen den verschiedenen atmosphärischen Schichten sind über beiden Kontinenten ziemlich ähnlich. Über Amerika war die relative Häufigkeit der Fälle, wo die Änderung des Luftdruckes am Boden und die Änderung der Temperatur entgegengesetztes Vorzeichen haben, etwas größer als über Europa.

*F. Steinhauser.*

**M. Rodewald.** Das Dreimasseneck als zyklogenetischer Ort. Meteorol. ZS. 54, 469, 1937, Nr. 12. (Hamburg.) Die Zirkulationsräder der allgemeinen Zirkulation bewirken, daß bestimmte Gegenden zur Frontenbildung besonders bevorzugt werden. Die Frontenbildung erfolgt, wenn die Isothermen quer



zur Schrumpfungsachse eines Deformationsfeldes der Horizontalströmung liegen. Es können aber in einem Deformationsfeld auch Fronten gegeneinander geführt werden, woraus dann ein besonders starker Druckfall folgt. Das geschieht im Dreimasseneck. In einer Abbildung wird schematisch sein Zustandekommen gezeigt. Es wird besonders hervorgehoben, daß für die Intensität des Druckfalles neben dem thermischen Gegensatz der zusammengeführten Luftmassen die Offenhaltung des Deltas der Frontalzone und das Vorhandensein eines delta-inneren antizyklonalen Bodendruckfeldes von Bedeutung ist.

*F. Steinhauser.*

**E. Ekhart.** Der große Kälteeinbruch Ende November 1930. 3. Mitteilung: Die Vorgänge im Bereiche der Alpen. Gerlands Beitr. 53, 161—202, 1938, Nr. 1/3. (Univ.-Inst. f. kosm. Phys., Innsbruck.) In Fortsetzung früherer Arbeiten untersucht der Verf. auf Grund der Bodenbeobachtungen und besonders der Beobachtungen der Bergstationen eingehend das Fortschreiten des Kälteeinbruches über das Alpenmassiv. Der Aufbau der Luftmassen und seine Änderungen werden in den für die einzelnen Beobachtungstermine nach Beobachtungen der Höhenstationen gezeichneten mittleren Zustandskurven gezeigt. In den von zahlreichen Stationen in einem Querprofil durch die Alpen wiedergegebenen Registrierungen von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit zeigen sich deutlich die Auswirkungen des in einem Zug als scharf begrenzten Luftkörper von Norden her über die Alpen hereinbrechenden Kaltluftstromes, der an den Luvseiten der Gebirge aufsteigend Niederschläge und an den Leeseiten absteigend (Innsbruck, Südalpen) zunächst föhnige Erwärmung, dann aber wegen der durch die große Lufttrockenheit und Reinheit bedingten Steigerung der nächtlichen Ausstrahlung auch dort Abkühlung brachte. Über Oberitalien drang Kaltluft im wesentlichen nur mehr in der Höhe über einem thermischen Ausgleichsniveau (1600 m) vor. Über den Nordalpen erreichte die Kaltluft eine Mächtigkeit von 4500 m, am Alpensüdfuß nur mehr eine Höhe von 1500 m.

*F. Steinhauser.*

**Fritz Loewe.** Über die interdiurne Temperaturveränderlichkeit im außertropischen Australien. Meteorol. ZS. 55, 177—183, 1938, Nr. 5. (Melbourne.) Auf Grund fünfjähriger Morgenbeobachtungen an 14 Stationen wird festgestellt, daß die Ausdehnung des Gebietes großer Temperaturveränderlichkeit von Tag zu Tag bei Höchstwerten im Sommer im außertropischen Australien mindestens 3 Millionen km<sup>2</sup> umfaßt. Die Häufigkeitsverteilungen der interdiurnen Veränderungen der Morgentemperaturen zeigen, daß die dem kontinentalen Einfluß entzogenen Stationen nur eine geringe Zahl großer, aber eine größere Zahl kleiner Änderungen aufweisen; starke Änderungen treten aber häufig an der Südküste Australiens und im trockenen Innern auf. Die größte Zahl sehr starker Temperaturänderungen kommt am Nordsaum der großen australischen Bucht vor, wo in gleicher Weise Kaltluft von der See her und Warmluft aus dem Innern sich auswirken. An fast allen Stationen ist im Jahresmittel die Anzahl der Temperaturzunahmen größer als die der Abnahmen; nur in Carnarvon in der Nachbarschaft des verhältnismäßig kühlen Meeres sind die Abnahmen zahlreicher und kleiner. Für die einzelnen Stationen wird auch der Anteil der Erwärmungen und Abkühlungen bestimmter Größe an der Gesamtzahl der Erwärmungen und Abkühlungen und getrennt für Sommer- und Winterhalbjahr die Häufigkeit von Temperaturzunahmen und -abnahmen bestimmter Größe untersucht und mit den geographisch-klimatischen Eigenschaften der Beobachtungsorte in Zusammenhang gebracht. Die Untersuchung der Beziehungen der mittleren Temperaturveränderlichkeit zu den Abweichungen der Jahreszeitenmittel der einzelnen Jahre vom Mittel der ganzen in Betracht gezogenen Beobachtungsperiode ergab, daß an der Küste im Winter das wärmste Jahr die kleinste und das kälteste Jahr die größte

Veränderlichkeit hatte. Die Binnenstationen zeigten keinen deutlichen Zusammenhang zwischen Temperaturabweichungen und Veränderlichkeit. Die tropennahen Stationen zeigten im Winter parallelen Gang der Temperaturabweichungen und der Veränderlichkeit. Es wird versucht, Erklärungen für die Beziehungen zu geben.

*F. Steinhäuser.*

**E. Reichel.** Temperaturkarten der Türkei. Ann. d. Hydrogr. 66, 213—220, 1938, Nr. 5. (Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin.)

*Dede.*

**Vladimir Frolow.** La composante annuelle de la température maximum au Maroc. C. R. 206, 1501—1503, 1938, Nr. 20.

*Dede.*

**H. J. de Boer.** On a period of 5.25 years in rainfall, temperature and pressure. Proc. Amsterdam 41, 505—512, 1938, Nr. 5. Wenn in den Abweichungen vom Mittel einer Beobachtungsreihe eine Periodizität besteht, so wird die positive Korrelation zwischen entsprechenden Werten in zwei Reihen von Jahren ein Maximum erreichen, wenn die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der beiden Reihen ein gerades Vielfaches der halben Periode ist und die negative Korrelation wird ein Maximum erreichen, wenn die erwähnte Zeitdifferenz ein ungerades Vielfaches der halben Periode ist. Durch fortschreitende Korrelationsberechnungen können so die Längen der einzelnen Perioden aus den Abständen der Korrelationsmaxima bestimmt werden. Die mittlere Periodenlänge ergibt sich als arithmetisches Mittel. Zur Vereinfachung der Rechnung wurden an Stelle der Korrelationskoeffizienten die Vorzeichenkoeffizienten bestimmt, die durch Division der Differenz aus der Zahl der gleichsinnigen entsprechenden Abweichungen und der Zahl der ungleichsinnigen Abweichungen in beiden Reihen durch die Gesamtzahl der Fälle gewonnen werden. Nach dieser Methode wurde in der Temperatur- und Niederschlagsreihe von De Bilt eine Periode von 5,25 Jahren entdeckt. Die harmonische Analyse der Niederschlagsreihen verschiedener Stationen im Gebiet des nordatlantischen Ozeans nach der 5,25 jährigen Periode ergab Phasendifferenzen mit Amplitudenabnahme in der Richtung des Golfstromes und eine Verzögerung in Thorshaven. Die Phasendifferenzen scheinen dafür zu sprechen, daß die Störung, die die 5,25 jährige Periode verursacht, sich mit einer Geschwindigkeit über den Ozean gegen Norwegen hin fortpflanzt, die sich zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer früher berechneten 27 monatlichen Periode wie 1 : 20, also entsprechend dem Verhältnis der Golfstromgeschwindigkeit zur Windgeschwindigkeit, verhält. Daraus wird geschlossen, daß die erstere periodische Störung durch das Golfstromwasser und die letztere durch die allgemeine Zirkulation übertragen wird. Analysen der Temperatur- und Druckreihen von Edinburg ergaben in beiden Perioden einen Sprung um 1843. Die Ergebnisse werden mit der Analyse der Temperaturreihe von De Bilt und Zwanenburg verglichen. *F. Steinhäuser.*

**H. Glawion.** Der Temperaturverlauf von Arosa als Superposition einer achttägigen meridionalen und einer dreitägigen zonalen Temperaturwelle. Naturwissensch. 26, 282—283, 1938, Nr. 18. (Görlitz.) Die periodische Wiederkehr der Kälterückfälle im Mai, der Föhn- und Schirokko-Perioden und der Saharastaubfälle in den Alpen machen im Zusammenhang mit den Schmaußschen Singularitäten einen gesetzmäßigen meridionalen Luftmassenaustausch wahrscheinlich und veranlassen den Verf. zur Analyse der Aroser Singularitäten. Der Verlauf der Aroser Morgentemperaturen läßt sich im 30 jährigen Mittel in guter Annäherung aus einer 8- und einer 3-tägigen Welle zusammensetzen. Die Wellenlängen sind geringen, die Amplituden starken jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Beiden Wellen scheint noch eine

längere überlagert. Aus den Verhältnissen im Mai wird geschlossen, daß die 3 tägige Welle als zonaler, die 8 tägige als meridionaler Luftmassenaustausch zu deuten sind. (Vorläufiger Bericht.)

*H. Israël.*

**Ernst Neumann.** Die Rolle der Zirkulationsleistung und der horizontalen Strömungsdivergenz bei der Westwetterlage vom 14. bis 16. Februar 1935. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 4. 19 S., 1938, Nr. 6. Für die im Titel erwähnte Westwetterlage wird untersucht, ob die beobachteten Vertikalbewegungen mit den aus der Zirkulationsleistung bestimmten Gleitbewegungen übereinstimmen. Nach Besprechung der Untersuchungsmethode wird die Entwicklung der Wetterlage auf Grund der Boden- und Höhen-Wetterkarten, der Karten der relativen Topographien und der sechsständigen Druckänderungen in verschiedenen Niveauflächen und an Hand von Vertikalschnitten durch die Atmosphäre eingehend analysiert. Aus kartographischen Darstellungen der berechneten Zirkulationsleistung und der Divergenzen und Konvergenzen wird ersichtlich, daß die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und der aus der Zirkulationsleistung berechneten Vertikalbewegung nicht immer befriedigend war. Wo die Wirkungen aus Zirkulationsleistung und Divergenz sich verschieden ergaben, zeigte sich die Divergenz für die tatsächliche Vertikalbewegung maßgebend. Wo die Wirkungen aus Zirkulationsleistung und Divergenz gleichsinnig waren, zeigte sich Übereinstimmung mit der Beobachtung. Wo keine deutliche Divergenz oder Konvergenz der Beschleunigung festzustellen war, zeigt sich die Zirkulationsleistung als maßgebend. Im allgemeinen hatte also die Divergenzwirkung größeren Einfluß als die Zirkulationsleistung. Es war das Steiggebiet mit Aufheiterung und das Fallgebiet mit Niederschlägen verbunden: polarer Typ nach Mügge.

*F. Steinhauser.*

**A. Peppler.** Das Luftdruckfeld über dem Atlantischen Ozean und den angrenzenden Kontinenten im Januar, ..., Dezember 1937. Wetter 54, 88, 123, 152, 187, 224, 255, 289, 325, 360, 392, 1937; 55, 18, 56, 1938.

*H. Israël.*

**G. Schwalbe.** Die Darstellung des säkularen Ganges der Wintertemperatur. Wetter 55, 97—104, 1938, Nr. 3. (Berlin-Dahlem.) An Hand von Berliner Beobachtungsmaterial aus den Jahren 1851 bis 1935 wird gezeigt, daß der säkulare Gang der Wintertemperaturen nicht identisch ist mit dem Gang der Januartemperaturen; zu seiner Darstellung erscheint die Mitteltemperatur des jeweils kältesten Monats am besten geeignet. Der säkulare Gang der Temperaturen dieser beiden Monate wird für obigen Zeitraum durch Mittel aus jeweils 5 Jahren dargestellt und diskutiert. In Ergänzung hierzu wird an einer Beobachtungsreihe seit 1756 der säkulare Gang der Länge der Winter beschrieben. Beim Vergleich der Orte Aachen, Berlin und Königsberg i. P. ergibt sich, daß die säkularen Änderungen der Wintertemperaturen im Westen und Osten Mitteleuropas nicht die gleichen sind, da sie durch säkulare Verschiebungen der Grenze zwischen der osteuropäischen Kaltluft und der westeuropäischen Warmluft bedingt sind. Schließlich wird an dem Vergleich der Mitteltemperaturen in Magdeburg und auf dem Brocken seit 1911 gezeigt, daß der säkulare Gang in größeren Seehöhen von dem in der Ebene verschieden ist, was auf die unterschiedliche Temperaturabnahme mit der Höhe zurückgeführt wird.

*H. Stapf.*

Deutscher Witterungsbericht für Januar, .... Dezember 1937. (Auszug a. d. aml. Ber. d. Reichsamtes f. Wetterdienst.) Wetter 54, 90, 126, 154, 188, 226, 257, 291, 328, 362, 394, 1937; 55, 20, 58, 1938.

*H. Israël.*



**Rudolf Fischer.** Sehr kalte Februare und Sonnenflecken. *Wetter* 55, 32—33, 1938, Nr. 1. (Darmstadt.)

**G. Kunze.** Bringen Sonnenflecken besondere Temperaturverhältnisse? Ebenda S. 168—170, Nr. 5. (Berlin.) Der Verf. weist nach, daß der von Fischer behauptete Einfluß der Sonnenflecken auf die Februartemperaturmittel in Frankfurt a. M. in keiner Weise reell ist: Der Februar ist in Frankfurt a. M. bei Sonnenfleckenmaximum durchschnittlich um  $0,1^{\circ}$  zu kalt, bei Sonnenfleckenminimum um  $0,2^{\circ}$  zu warm. *H. Israël.*

**Veikko Rossi.** Glatteisbildung und Vereisung bei Flugzeugen. *Wetter* 55, 48—51, 1938, Nr. 2. (Obs. Ilmala, Finnland.) An Hand von zehnjährigem Beobachtungsmaterial am aerologischen Observatorium Ilmala, Finnland, stellt Verf. ein Maximum der Glatteisbildung im Februar fest (29 % aller Fälle). Die interdiurne Temperaturänderung (Anstieg der Mitteltemperatur um  $1,1^{\circ}\text{C}$ ) wies auf Luftmassenänderungen, d. h. Frontdurchgänge hin. Bei näherer Untersuchung ergab sich, daß Glatteis meistens vor der ankommenden Front noch auf der Seite der relativ kalten Masse entstand. Häufig bildete es sich auch bei der Mischung einer relativ warmen Luftmasse mit einer dünnen, kalten, stagnierenden Bodenschicht. Aus dem Vergleich dieser Beobachtungen mit verschiedenen Untersuchungen über die Vereisung von Flugzeugen zieht Verf. den Schluß, daß die Glatteisbildung die Vereisungsgefahr in dem Erdboden nahen, bei gewissen Wetterlagen auch in höheren Luftschichten anzeigt. *H. Stapf.*

**W. Schwerdtfeger und R. Schütze.** Wetterflug in einem Wärmegewitter. *Wetter* 55, 137—142, 1938, Nr. 5. (Königsberg i. Pr.) Es wird ein Aufstieg geschildert, den der Meteorologe K. Faulhaber von der Wetterflugstelle Königsberg mit dem Flugzeugführer R. Schütze am 19. Juni 1935 unternommen hat; an der beabsichtigten eigenen Ausarbeitung dieses Fluges wurde Faulhaber durch den Tod beim Absturz des Königsberger Wetterflugzeuges am 14. Dezember 1937 verhindert. — Was diesen mittäglichen Gewitteraufstieg besonders von anderen unterscheidet, ist die Tatsache, daß das Flugzeug in 3000 bis 4000 m Höhe zweimal in warme „Luftpakete“ geriet, die mit großer Geschwindigkeit aufwärts strudelten. Aus dem Flugzeugzustand (starke Vereisung, verbunden mit Herabsinken der Drehzahl des Motors auf 900 Umdreh./Minute) und der Variometeranzeige konnte mit Sicherheit auf einen Aufwind von zuerst 12, beim zweiten Male sogar 17 m/sec geschlossen werden. Aus der Auswertung der Meteorographen-Aufzeichnungen des 8-Uhr-Frühauftiegs und dieses Gewitterfluges ergibt sich, daß es sich bei der oberen „Aufwindinversion“ um ein Luftpaket handelte, das schon zu Beginn des Gewitters in den großen Umlagerungsprozeß einbezogen wurde, während dies bei der unteren erst später der Fall war. *H. Stapf.*

**E. Ekhart.** Die Überquerung der Alpen durch die Kältewelle vom 23. November 1930. *Meteorol. ZS.* 54, 470, 1937, Nr. 12. (Innsbruck.) (Vgl. *Phys. Ber.* 19, 145, 1938.) *F. Steinhäuser.*

**O. Hoelper.** Sonnenstrahlung und Himmelsstrahlung als klimatische Faktoren. *Strahlentherapie* 61, 678—688, 1938, Nr. 4. (Potsdam.) Zusammenfassende Darstellung strahlungsklimatischer Ergebnisse. *H. Israël.*

**H. Pfeleiderer.** Die Dosierung klimatischer Heilmittel. Ebenda S. 697—704. (Kiel.) Das Dosierungsproblem zerfällt in zwei völlig getrennte Gebiete: Die ärztliche Aufgabe, die individuelle Dosis und deren Progression festzulegen, und die physikalisch-klimatische Aufgabe, die Dosiseinheiten, die Art der Beteiligung der verschiedenen meteorologischen Faktoren an diesen und die Meßtechnik herauszuarbeiten. Nach kurzer Charakterisierung der medizinischen Auf-

gaben werden die Fragen der Dosiseinheiten für Erythemwirksamkeit der UV-Strahlung und „integralen Entwärmungseffekt“ (Abkühlungsgröße) ausführlicher behandelt.

*H. Israëel.*

**K. Büttner.** Die Bedeutung des Mikroklimas für die Klimadosierung. Ebenda S. 705—710. (Kiel.) Für die „Klimadosierung“ kommen die Ergebnisse der normalen, großräumig arbeitenden „Makroklimatologie“ nur beschränkt in Frage neben der örtlichen „Mikroklimatologie“. Ziel für den Klimakurbetrieb muß sein, mit einer Minimalzahl von Apparaten und Methoden das „Bioklima“ jederzeit in einer für den behandelnden Arzt genügenden Weise erfassen zu können. Speziell behandelt werden das Strahlungs- und das Abkühlungs-Mikroklima. Für die Erfassung des letzteren hat sich der Frigorigraph nach Pfeleiderer-Büttner gut bewährt.

*H. Israëel.*

**Wilhelm Schmidt †.** Über neuere Messungs- und Berechnungsmethoden des Strahlungsgenusses für bioklimatische Zwecke. Strahlentherapie 61, 689—696, 1938, Nr. 4. (Wien.) Besprechung von Hilfsapparaten und Methoden für strahlungs-mikroklimatische Zwecke nebst illustrierenden Arbeitsbeispielen. Bestimmung des Sonnenstrahlungs-Genusses horizontaler bzw. bestimmt orientierter vertikaler Flächen; Helligkeitsuntersuchungen in Waldbeständen und Getreidefeldern mit Sperrschichtphotozellen (kurze Angaben über spektrale Empfindlichkeitsunterschiede und Trägheitserscheinungen bei solchen Zellen); Bestimmung der Horizonteinengung und ihres Einflusses auf den Strahlungsgenuß mit dem „Tagbogenmesser“ (für einzelne Punkte) oder am künstlich beleuchteten, drehbaren, naturgetreuen Relief (Integration über größere Gebiete).

*H. Israëel.*

**F. W. Paul Götz.** Die hohen Atmosphärenschichten als Lichtfilter und Lichtspender. Ebenda 61, 711—715, 1938, Nr. 4. (Arosa.) Die Atmosphäre verändert das extraterrestrische Sonnenspektrum und schafft durch Rayleigh-Trübung, Dunst- und Staubtrübung und Absorption als neue Lichtquelle wesentlich veränderter spektraler Zusammensetzung das Himmelslicht. Der (meist zu wenig beachtete) Einfluß der Materialkonstante der trübenden Partikelchen bedingt verschiedene Streuung für (feuchten) Dunst und (trockenen) Staub. Im Zusammenspiel von Absorption und Zerstreuung spielen auch hohe Atmosphärenschichten eine Rolle als Lichtspender: Der sog. „Umkehrreffekt“ hat zur Folge, daß im Himmelslicht gegen und nach Sonnenuntergang der relative UV-Gehalt wieder zunimmt, während das direkte Sonnenlicht mit tiefer rückender Sonne ständig UV-ärmer wird. Weiter ist in Schichten über 100 km infolge von Anregung durch Strahlungsabsorption unter 1750 Å eine Linienemission (ähnlich der des Nachthimmelslichtes), also eine Art „Erdkorona“ wahrscheinlich und für die Linie 6300 Å im Dämmerungsleuchten auch nachgewiesen. — Es wird die Frage aufgeworfen, ob eventuell das Dunkelsehen mancher Nachttiere dem Nachthimmelslicht angepaßt ist.

*H. Israëel.*

**H. Tichy.** Zum schlesischen Heilklima. Balneologe 5, 14—17, 1938, Nr. 1. (Breslau.) Kurze Zusammenstellung heilklimatischer Daten Schlesiens.

*H. Israëel.*

**Zoltán Rausch †.** Die Bedeutung der subjektiven Witterungswahrnehmungen in der Klimatotherapie. Ebenda S. 162—166, Nr. 4. (Budapest.) Unzulänglichkeit meteorologischer Beobachtungen allein für die Beurteilung des Bioklimas; Versuch der Zusammenfassung der „wahrgenommenen“ Witterung im „Komfortabilitätsindex“. (Der Begriff besitzt eine gewisse Ähnlichkeit mit dem der Abkühlungsgröße; Anm. d. Ref.)

*H. Israëel.*

**E. Sydow.** Untersuchungen über die Abkühlungsverhältnisse an der Nordsee. *Balneologie* 5, 206—216, 1938, Nr. 5. (Bioklimat. Forsch.-Station Westerland/Sylt.) Bericht über zweijährige Registrierungen der Abkühlungsgröße mit dem Frigorigraphen nach Pfeleiderer-Büttner am geschützten S-Strand der Insel Föhr. Entsprechend den balneologischen Bedürfnissen wird nur während des „Kurtages“ (im Sommerhalbjahr von 8 bis 19, im Winterhalbjahr von 9 bis 18 Uhr) registriert. Jahres- und Tagesgang, Zusammenhang mit den anderen meteorologischen Elementen, Häufigkeiten bestimmter Abkühlungswerte und die Verwendbarkeit solcher Registrierungen für die Klimadosierung werden im einzelnen besprochen. *H. Israël.*

**Auguste Büdel.** Untersuchungen der Wärmeschutzwirkung von Gittern und Pflanzen. *Wiss. Abh. d. Reichsamts f. Wetterdienst* 4, 24 S., 1938, Nr. 1. Die Arbeit behandelt den Mechanismus des Wärmeschutzes von Gittern verschiedener Maschenweite und Form in verschiedenem Abstand vom Untersuchungskörper (Frigorimeterkugel) sowie von Pflanzen. Wegen der Einzelergebnisse muß auf das Original verwiesen werden. *H. Israël.*

**H. Freudenberg.** Ein Fall von Spiegelung an einer Absinkinversion. *Wetter* 55, 63—64, 1938, Nr. 2. (Freiburg i. Br.) Bei einer Schwebebahnfahrt vom Schauinsland (Schw.) wird beim Durchfahren einer Inversion eine Spiegelungserscheinung beobachtet. Die Temperatur- und Feuchtigkeitssprünge sind aus den Aufstiegen von Köln, Frankfurt a. M. und Friedrichshafen ermittelt. *H. Israël.*

**Helmut Weikmann.** Eine schöne Haloerscheinung. *Wetter* 55, 167—168, 1938, Nr. 5. (Frankfurt a. M.) Beschreibung einer in Frankfurt a. M. am 23. März 1938 beobachteten Haloerscheinung: kleiner Ring mit Nebensonnen, großer Ring, oberer Berührungsbogen und Horizontalkreis. *H. Israël.*

**P. Götz.** Die Haloerscheinung des 23. März 1938. Ebenda S. 171. (Arosa.) Beschreibung der in Arosa am 23. März 1938 beobachteten Haloerscheinung: kleiner Ring mit Nebensonnen, großer Ring, Horizontalkreis, Berührungsbögen, Gegendsonne. *H. Israël.*

**A. Puppo.** Abaco per il calcolo del fattore di trasmissione atmosferica. *S. A. Boll. Com. Geod. e Geofis. (2)* 6, 6 S., 1936, Nr. 4. (Oss. Meteorol. Conegliano.) Zur unmittelbaren Bestimmung des Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre aus der gemessenen Intensität der Sonnenstrahlung und der Masse der Atmosphäre bei bekannter Solarkonstanten wird ein doppelt logarithmisches Schema angegeben, aus dem der gesuchte Wert direkt abgelesen werden kann. *Schön.*

**Willi M. Cohn.** Polarization of skylight close to the sun. *Gerlands Beitr.* 53, 155—160, 1938, Nr. 1/3. (Berkeley.) Während der totalen Sonnenfinsternisse in den Jahren 1932 und 1934 wurden photographische Bestimmungen der Polarisation des Himmelslichtes in 42 bis 65 Minuten Entfernung von der Sonnenscheibe gemacht, die ergaben, daß dort sowohl im gesamten Spektralbereich wie auch im violetten, blauen und roten Teil des Spektralbereiches zwischen 3860 und 6870 Å das Himmelslicht unpolarisiert ist. *F. Steinhauser.*

**Hans Goldschmidt.** Messung der atmosphärischen Trübung mit einem Scheinwerfer. *Meteorol. ZS.* 55, 170—174, 1938, Nr. 5. (Meteorol. Obs. Wahnsdorf.) Die Intensität einer 400 Watt-Flugzeugscheinwerferlampe wurde in 1 km Entfernung mit einem lichtelektrischen Photometer bestimmt. Das Meßverfahren und das lichtelektrische Photometer, das in Weiterentwicklung eines



von Löhle angegebenen Meßgerätes aus einem Einfadenelektrometer, einer Photozelle mit Gehäuse und einem Fernrohr besteht, werden eingehend beschrieben. Es wurde im roten, grünen, blauen und ultravioletten Spektralbereich gemessen. An zwei Beispielen von Meßergebnissen wird gezeigt, daß die Trübungsfaktoren der bodennahen Luftschicht überraschend hohe Werte erreichen. Die Trübungsfaktoren wachsen stark mit der Wellenlänge des Lichtes an und zeigen also ein entgegengesetztes Verhalten wie die Extinktionskoeffizienten. An einem dunstigen Novembertag nahmen die Trübungsfaktoren der bodennahen Luftschicht bei Sichtweite von 2 bis 4 km vom Ultraviolett zum Rot von 34 bis 100 und an einem Novembertag mit reiner Luft bei Sichtweite 30 km von 9 bis 40 zu.

*F. Steinhäuser.*

**Leonhard Foitzik.** Über die Lichtdurchlässigkeit der stark getrübten Atmosphäre im sichtbaren Spektralbereich. Wiss. Abh. d. Reichsamt f. Wetterdienst 4, Nr. 5, 32 S., 1938. Nach ausführlicher Beschreibung der Untersuchungsmethodik berichtet Verf. über Messungen der Lichtdurchlässigkeit der Atmosphäre bei starken Trübungen (Sichtweiten unter 4 km) in verschiedenen Spektralgebieten (Messung mit dem Koschmiederschen Nachsichtmesser und geeigneten Zeiss-Filtern von möglichst engen Durchlässigkeitsbereichen). Der größte Teil der Messungen erfolgte mit Filtern, deren wirksame Wellenlängen im Rot, Gelbgrün und Blau liegen. Im allgemeinen nimmt bei Dunst die Durchlässigkeit von Rot nach Blau ab, wobei mit zunehmender Sicht die Unterschiede anwachsen. Bei Nebel dagegen ist die Durchlässigkeit für Blau besser als für Grün und Rot, doch bleiben die Unterschiede gering, so daß Nebel praktisch für alle Wellenlängen als gleich durchlässig gelten kann. Die Umkehr dieser spektralen Durchlässigkeitsverhältnisse erfolgt meist bei etwa 800 m Sicht. Im einzelnen weichen die spektralen Trübungseigenschaften gelegentlich stark von dieser Norm ab; Trübungen dieser Art werden sinngemäß als „anormaler Dunst“ bzw. „anormaler Nebel“ bezeichnet. Die klimatische Lage und der vorherrschende Luftkörper sind bezüglich der Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen verschiedener Trübungsarten von Einfluß (Messungen von Danzig-Langfuhr, Wangerooge, Berlin-Adlershof und Brockengipfel). Die Ergebnisse werden mit einer Theorie der Lichtdurchlässigkeit von reinen Wassernebeln (Stratton und Hulbert) verglichen. Auf Grund der Messungsergebnisse werden Folgerungen über die Tragweite farbiger Lichter bei Nacht für verschiedene Sichtweiten gezogen. — In einem Anhang wird der Einfluß der Zielgröße auf die Sichtweite kurz behandelt. — Weitere Untersuchungen im hier behandelten Übergangsgebiet zwischen Dunst und Nebel lassen Aufschlüsse über die noch wenig geklärten Kondensationsvorgänge bei der Dunst- und Nebelbildung erhoffen.

*H. Israël.*

**G. Falckenberg.** Experimentelles zur Druckabhängigkeit der Absorption des Wasserdampfes und der Kohlensäure für die infrarote Schwarzstrahlung. Meteorol. ZS. 55, 174—177, 1938, Nr. 5. (Univ.-Luftwarte Rostock.) Die Versuchsanordnung wird beschrieben. Die Messungen erfolgen in einem 237 cm langen Absorptionsrohr. In Kurven ist für kohlensäurefreie Außenluft die Zunahme der Absorption bei zunehmendem Wasserdampfgehalt dargestellt: 1. für Luftdruck 1 Atm. und Strahlertemperatur 100°; dabei ist die Abhängigkeit der Absorption von der Temperatur des Wasserdampfes zwischen 18 und 7° nur sehr gering; 2. für Luftdruck 1 Atm. und Strahlertemperatur 34,6°; dabei ist die Absorption kleiner als bei 1, und die Kurve steigt steiler an. 3. bei Luftdruck  $\frac{1}{2}$  Atm. und Strahlertemperatur 100° und 4. bei Luftdruck  $\frac{1}{4}$  Atm. und Strahlertemperatur 100°. Daraus ergibt sich, daß bei

Druckabnahme von 1 auf  $\frac{1}{4}$  Atm. die Absorption bei einem Wasserdampfgehalt von  $10 \text{ g/m}^2$  von 7 auf 4 %, bei  $20 \text{ g/m}^2$  von 11,3 auf 7,3 % und bei  $30 \text{ g/m}^2$  von 13,6 auf 9,7 % abnahm. Die gefundene Druckabhängigkeit übertrifft die auf Grund theoretischer Überlegungen erwartete. In weiteren Kurven ist die Abhängigkeit der Absorption kohlenensäurehaltiger trockener Außenluft von der Schichtdicke der Luftschicht (bis 25 cm) und vom Luftdruck dargestellt. Auch für Kohlensäure ist die Absorption bei  $\frac{1}{2}$  Atm. geringer als bei 1 Atm. Die vom Verf. gemessenen und nach Schnaidt korrigierten Absorptionswerte sind höher als die von Schnaidt aus dem Kohlensäurespektrum berechneten Absorptionswerte; daraus folgt die Notwendigkeit einer Berichtigung des von Schnaidt benutzten Absorptionsspektrums. *F. Steinhauser.*

**W. Maleh.** Ein seltener Fall von Vereisung. Wetter 55, 31—32, 1938, Nr. 1. (Nürnberg.) Vereisung an einem Kraftwagen beim Durchfahren einer Inversion. *H. Israëli.*

**H. Reifferscheid.** Polarschnee im Allgäu. Ebenda S. 129—130, Nr. 4. (Frankfurt a. M.) Beobachtung von „Polarschnee“ (dünnes Rieseln feiner Schneekristalle an klaren Tagen) im Allgäu. Vom Berggipfel aus gleichzeitig Beobachtung einer Untersonne mit Lichtsäule. *H. Israëli.*

**Max Perutz.** Artificial production of snow crystals. Nature 142, 10—12, 1938, Nr. 3583. *Dede.*

**W. Findeisen.** Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. Meteorol. ZS. 55, 121—133, 1938, Nr. 4. (München.) Für die Wolkenbildung kommen zweierlei Kerne in Betracht: 1. Kondensationskerne als Träger der Wasserwolken, 2. Sublimationskerne als Träger der Eiswolken-elemente. Letztere sind so klein, daß sie bei der Bildung von Wasserwolken unberührt zurückbleiben. Die Zahl der wirksamen Kondensationskerne beträgt etwa  $10^2$  bis  $10^4/\text{cm}^3$ , die der Sublimationskerne ist viel geringer und beträgt wahrscheinlich nur  $10^{-2}$  bis  $10/\text{cm}^3$ . Die Neubildung von Wasserwolken erfolgt bei steigender relativer Feuchtigkeit zunächst an den größten Kondensationskernen. Von einer bestimmten kritischen Feuchtigkeit an wachsen die Kerne ohne weitere Steigerung der relativen Feuchtigkeit; sie wachsen rasch zu Tropfen an, der Anstieg der relativen Feuchtigkeit hört auf und auch neue Tropfen werden nicht mehr gebildet. Für diese Entwicklung ist der Gehalt an größten Kondensationskernen und die Geschwindigkeit des Vorganges sehr bedeutungsvoll. So erhalten Nebel und Schichtwolken weniger Tropfen als Quellwolken. Nebel und Wolken enthalten dauernd ganz ungleich große Tropfen nebeneinander. Die Neubildung von Eiswolken erfolgt bei Temperaturen von mindestens einigen Graden unter Null. Da die Sättigung über Eis geringer ist, setzt die Sublimation bei Vorhandensein entsprechender Kerne schon ein, bevor eine Tropfenbildung möglich wird. Wegen der dann folgenden Abnahme der relativen Feuchtigkeit kann dann aber nur eine Eiswolke entstehen. Die Teilchenzahl der Eiswolken ist viel geringer als die der Wasserwolken; dagegen sind die Teilchen aber viel größer. Wenn die Sublimationskerne aber nicht hinreichen, kann bei weiterer Steigerung der relativen Feuchtigkeit durch erneute Hebung oder Abkühlung auch in der Eiswolke an den Kondensationskernen Tropfenbildung einsetzen. In unterkühlten Wasserwolken erfolgt oft eine Umbildung zu Eiswolken durch Einsetzen der Sublimation und gleichzeitiger Verdampfung der Wassertropfen, nicht aber durch Gefrieren der Tropfen. Die Eiskristalle wachsen dann rasch an und fallen als Niederschlag aus. Die Umbildung von Wasserwolken erfolgt oft auch durch Eindringen von Sublimationskernen von oben her (z. B. auch Eiskristalle). Oft fallen

aus den Wolken nur Wolkenelemente aus, die den Boden nicht erreichen. Kleine Tropfen und Kristalle verdampfen dann in trockener Luft sehr viel schneller als große (die Fallstrecke bis zum Verdampfen ist proportional der vierten Potenz des Tropfenradius). Bei Wasserwolken ist meist nur feintropfiger Sprühregen bei geringen Wolkenhöhen möglich. In Eiswolken können die Teilchen sowohl durch Sublimation als auch durch Koagulation für Niederschläge genügende Größe erreichen. Es stammen daher die Niederschläge meist aus Eiswolken. Besonders hohe Niederschlagsintensitäten kommen aus Wolken, die unterkühlte Wassertropfen und Eiskristalle nebeneinander enthalten, und entstehen durch Umbildung der Wasserwolken in Eiskristalle oder durch Anfrieren der Tropfen an die Kristalle. An Beispielen wird der Vorgang der Niederschlagsbildung durch Schichtwolken und durch Quellwolken geschildert. *F. Steinhäuser.*

**Franz Zimmer.** Zur Abhandlung „W. Piersig, München, Gewittertätigkeit und Hagelwetter in Südbayern am 27. Juli 1936“. Meteorol. ZS. 55, 153, 1938, Nr. 4. (Freudenthal.) Aus der in der Arbeit von Piersig für aufeinanderfolgende Termine angegebenen Windverteilung mit der Höhe leitet der Verf. Konvergenz- und Divergenzbereiche ab, aus denen eine Zirkulation um eine horizontale Achse folgt. Unter der Annahme, daß die Vertikalbewegung in dem Gebiete der starken Niederschläge erfolgt, wird die Geschwindigkeit des Vertikalwindes und die Niederschlagsmenge berechnet, die sich in guter Übereinstimmung mit den beobachteten Niederschlagsmengen ergibt. *F. Steinhäuser.*

**Raphael Ed. Liesegang.** Schichtenbildung in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 55, 184—185, 1938, Nr. 5. (Kaiser Wilhelm-Inst. f. Biophys. Frankfurt a. M.) Mit Beziehung auf die von Schmauss und Süring vermutete Mitwirkung kolloidchemischer Vorgänge bei Bildung von Wolkenschichten in bestimmten Abständen verweist der Verf. zum Vergleich auf rhythmische Erscheinungen (Bildung von Bändersystemen an der Gefäßglaswand) beim Zusammentreffen von gasförmigem Ammoniak mit gasförmiger Salzsäure oder von Schwefelwasserstoff und Chlor. Dabei handelt es sich eigentlich nicht um eine Bänderung des Nebels selbst, sondern um rhythmische Kristallisation an der Gefäßwand. Der Verf. hat beobachtet, daß in einer Lösung, deren Konzentration von unten nach oben stetig abfällt, bei Erwärmung an der Gefäßwand eine scharfe horizontale Bänderung auftritt. Es entstehen Grenzschichten in der Lösung, an denen bei Bestäubung das Pulver haften bleibt. Da in der Atmosphäre auch ein Konzentrationsgefälle nach oben herrscht, vermutet der Verf., daß bei Erwärmung darin ebenfalls eine unsichtbare Schichtenbildung veranlaßt werden kann und daß niedersinkender und an den Grenzflächen haftenbleibender Staub zur Bildung von Wolkenschichten Anlaß geben kann. *F. Steinhäuser.*

**Osc. V. Johansson.** Studien über die Homogenität der längeren Niederschlagsreihen in Europa. Meteorol. ZS. 55, 185—188, 1938, Nr. 5. (Helsingfors.) Auszug aus Comm. Fenn. 9, Nr. 13. Als allgemeine Erfahrungen aus einer umfassenden Untersuchung zahlreicher Niederschlagsreihen werden angegeben: Vergleiche mit sicheren und geeigneten Reihen bieten die besten Anhaltspunkte für die Kritik. Im allgemeinen ist es nicht vorteilhaft von der Stationsgeschichte auszugehen. Es ist zweckmäßig zur ersten Orientierung Lustrenmittel in cm zu verwenden. Meist sind bei den Vergleichen die relativ hohen Werte als die zuverlässigsten anzunehmen. Es scheint vorteilhafter beim Vergleich zweier Niederschlagsreihen  $a_v$  und  $b_v$  nicht die Quotienten sondern die reduzierten Differenzen  $\delta_v = \beta_v - C a_v$  zu benutzen, wo  $a_v$  und  $\beta_v$  die Abweichungen der Werte  $a_v$  und  $b_v$  von den betreffenden Mittelwerten  $A$  und  $B$  sind und  $C = B/A$ .



Wenn  $A \sim B$ , dann können die unreduzierten Differenzen  $a_v = b_v - a_v$  oder besser die Abweichungen  $d' = \beta_v - a_v$  verwendet werden. Die durchschnittliche Abweichung  $e_v$  der Mittel von  $v$  Jahren ist bei heterogenen Reihen groß und ihre Abnahme mit steigendem  $v$  klein. Beim Vergleich für verschiedene  $v$  in einer  $n$ -jährigen Reihe sind bei jedem  $e_v$  gleichviel ( $n$ ) Mittel von  $v$  Jahren zu verwenden. Es genügt nicht wie bei Hann und Hellmann nur  $n+1-v$  verschiedene  $v$ -jährige Mittel zu berechnen. Das Kriterium, daß die Differenzen oder Quotienten weniger veränderlich sind als die ursprünglichen Werte, genügt nicht, da es besonders auf die Reihenfolge der Differenzen ankommt. Das Abbésche oder Maillletsche Kriterium ist für die Differenzen und Quotienten gut verwendbar, aber es ist bei den ursprünglichen Werten stark von etwaigen kurzen Perioden beeinflusst. Als zusammenfassender Index der Störungen wird die Größe  $I = k + v + w$  versuchsweise verwendet, wo  $k$  die mittlere Korrektur der ganzen Reihe,  $v$  die mittlere Größe der Veränderungen dieser Korrekturen (beide in %) und  $w$  die Zahl der Veränderungen, z. B. pro zehn Fälle, bedeutet. Aus dem umfangreichen durchgerechneten Material werden in Tabellen einige Beispiele gegeben. Als Ergebnis wird auch gefolgert, daß zur Reduktion die reduzierte Differenzmethode statt der Quotientenmethode zu empfehlen ist. Die mehrfach festgestellte fortlaufende Zunahme des Niederschlages besonders in Nordeuropa scheint unrichtig oder mindestens nicht gesichert zu sein. Nur etwa 10 % der Reihen mit 10 bis 15 Lustren sind annähernd homogen. Die mittlere Korrektur einer längeren Reihe beträgt 5 bis 10 % des richtigen Wertes. Die in der Literatur angegebenen Normalwerte sind meist zu erhöhen, in einzelnen Fällen sogar bis 65 Prozent.

*F. Steinhauser.*

**Werner Schwerdtfeger.** Über die hohen Wolken. Wiss. Abh. D. Reichsanst. f. Wetterdienst 5, Nr. 1, 34 S., 1938. Nach den Bodenbeobachtungen bestand in Königsberg in 43,6 % und nach den Wetterflügen aber in 85,9 % aller 8-Uhr-Termine der Jahre 1934—1936 die Möglichkeit zur Beobachtung hoher Wolken. Zum Morgentermin treten über Königsberg in 55 % aller Tage des Jahres hohe Wolken auf. Hinsichtlich der Entstehung unterscheidet der Verf. die reinen Cirren, die durch aktives Vordringen von Kaltluft in einer Schicht der oberen Troposphäre, also durch einen Konvektionsvorgang, entstehen und Cirrostratus, der durch langsame Mischung und Hebungsprozesse an der Grenzfläche verschiedener Luftmassen, also durch Gleitvorgänge, entsteht. Durch Wellenbewegungen an der Grenzfläche oder durch langsame Labilisierung der aufsteigenden Mischluft kann auch eine gleichzeitige Bildung von Cirrus neben Cirrostratus bewirkt werden. Von diesen Bildungen ist der Cirrus nothus zu unterscheiden, der im Zusammenhang mit einem Cumulonimbus als dessen oberster eisförmiger Teil entsteht. Die entwickelten Anschauungen über die Entstehungsbedingungen der hohen Wolken werden nach dem Beobachtungsmaterial der Registrierballonaufstiege von Linden-berg, Hamburg und München überprüft. Die bei reiner Cirrenbildung festgestellte Abkühlung im Cirrusniveau zugleich mit einer beträchtlichen Zunahme der Windgeschwindigkeit spricht für die Auffassung von der Entstehung der reinen Cirren in Verbindung mit einer aktiven Höhenströmung. Bei Cirrostratusbildung zeigt sich dagegen im Mittel eine Temperaturerhöhung. Dem gegebenen Schema der Cirren bzw. Cirrostratus entspricht es auch, daß nach den Beobachtungen Cirrostratus die Südkomponente und reiner Cirrus die Nordkomponente der Höhenströmung bevorzugt.

*F. Steinhauser.*

**Ladislav Smolik.** Messen der relativen Luftfeuchtigkeit mit Haarhygrometern und die Beschaffenheit des Staubes. Wetter

**55, 66—68, 1938, Nr. 2.** (Brünn.) Einfluß der Verschmutzung durch verschiedene Staubarten auf die Angaben von Haarhygrometern. *H. Israël.*

**Irma Bleibaum.** Untersuchungen über den Kerngehalt der Luft in Friedrichroda i. Thür. *Balneologie* 5, 20—23, 1938, Nr. 1. (Kurortklima-Kreisstelle Friedrichroda.) Dreijährige Kernzählungen mit dem Aitkenschen Kernzähler ergeben für Friedrichroda einen Mittelwert von 5900 Kernen pro  $\text{cm}^3$  (Extremwerte 41 000 und 400). Werte über 15 000 sind selten (5,3 % aller Zählungen). Die Zusammenhänge mit Windrichtung, Windstärke, Niederschlägen usw. werden diskutiert. Es wird auf die Wichtigkeit solcher Untersuchungen speziell für Kurorte hingewiesen. *H. Israël.*

**Kurt Glaß.** Beobachtungszwischenfälle. *Wetter* 55, 134—135, 1938, Nr. 4. (Wettermeldestelle Steinheid i. Thür.) Originelle Beobachtungsfälschungen durch Vögel und Insekten. *H. Israël.*

**Fritz Möller.** Der Jahresgang der Temperatur in der Stratosphäre. *Meteorol. ZS.* 55, 161—170, 1938, Nr. 5. (Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin.) Einleitend wird darauf hingewiesen, daß als Bedingungen für eine berechnete Anwendung der Differenzenmethode zur Ergänzung zweier Temperaturreihen nach A. Wagner ein großer positiver Korrelationskoeffizient zwischen beiden Reihen bestehen muß und die Schwankungsweiten der Temperatur in beiden Reihen die gleichen sein müssen. An Beispielen wird veranschaulicht, wann diese Bedingungen erfüllt sind, und es wird gezeigt, wie die Rechenmethode zu ändern ist, wenn die Bedingungen nicht erfüllt sind. Diese Rechenverfahren werden zur Beziehung der aus den Lindenberger Registrierballonaufstiegen der Jahre 1906 bis 1935 gewonnenen Temperaturen der höheren Atmosphärenschichten auf die durch die Lindenberger Drachenaufstiege gegebenen verwendet. Danach ergibt sich ein Jahresgang der Temperatur in der Stratosphäre, der drei Maxima (Juli, November, April) und drei Minima (Februar, Mai, Oktober) aufweist. Die Gesamtschwankung beträgt  $9,7^\circ$  gegenüber  $13,5^\circ$  in 7 km Höhe. Die Höhenlage der Stratosphärengrenze liegt im Winter bei 10 km und im Sommer bei 11 km; die Übergänge erfolgen sprunghaft von April zu Mai und von Oktober zu November. Der Jahresgang der Stratosphärentemperatur macht den Eindruck, als ob die obere Hälfte der Temperaturkurve mit Bruchstellen im Mai und Oktober, also zu den Zeiten der Verlagerung der Stratosphärengrenze, aus einem einfachen Jahresgang nach unten verlagert wäre. Diese Bruchstellen können möglicherweise durch eine meridionale Verschiebung einer räumlichen Unstetigkeit der Stratosphärenhöhe erklärt werden. Eine Erklärung wird auch in der Überlagerung der einfachen strahlungsbedingten Jahresschwankung der Stratosphärentemperatur durch die wetterhafte Gegenläufigkeit mit der Troposphärentemperatur (Nordwindwetterlagen im April, warme Hochdruckgebiete im Oktober) gesehen. Nach Aufstiegen aus Agra zeigt sich, daß in den Tropen das Gegenläufigkeitsgesetz der Troposphären- und Stratosphärentemperatur auch im Jahresgang gewahrt ist (einfache Welle). Im Polargebiet (Abisko, Riksgränsen) ist dagegen der Jahresgang der Temperatur in Troposphäre und Stratosphäre gleichsinnig. Die Unterschiede zwischen Tropen- und Polargebieten erklären sich aus den Strahlungsverhältnissen. Der Jahresgang der Stratosphärentemperatur über Lindenberg erklärt sich dann auch durch ein Überschneiden der polaren und der tropischen Schwankungsform. *F. Steinhauser.*

**Victor H. Regener.** Neue Messungen der vertikalen Ozonverteilung in der Atmosphäre. *Naturwissenschaft.* 26, 155, 1938, Nr. 10. (Friedrichshafen a. B.) Die Schichtdicke des atmosphärischen Ozons wird mit Registrier-

ballonspektrographen in verschiedenen Höhen direkt gemessen und daraus die vertikale Verteilung des Ozons gewonnen. Der früher (s. Phys. Ber. 16, 371, 1935) benutzte automatische Spektrograph ist verbessert: das gestreute Himmelslicht wird durch eine mit einem Magneten sich nach der Sonne einstellende Blende ausgeschaltet, ein Stufenfilter vor dem Spalt erlaubt die Bestimmung des absoluten Ozongehaltes in jeder Höhe. Die Genauigkeit ist dadurch so gesteigert, daß auch die kleinen Änderungen des Ozongehaltes in der Troposphäre erfaßt werden können. Bei zwei Aufstiegen ergibt sich ein ausgeprägtes Minimum des Ozongehaltes zwischen 5 und 12 km Höhe. Die Ursachen für das Zustandekommen dieses Minimums und für die Schwankungen des Ozongehaltes in der Troposphäre werden diskutiert.

*E. Regener.*

**Albert Gloden.** Bestimmung der Korrelationskoeffizienten zwischen dem jährlichen Ertrag an Winterweizen und der monatlichen Niederschlagsmenge im Großherzogtum Luxemburg. Wetter 55, 64—65, 1938, Nr. 2. (Luxemburg.) Nach 25 jährigem Beobachtungsmaterial ergeben sich zwischen den Niederschlagsmengen im April und Juli und dem Ertrag an Winterweizen Korrelationskoeffizienten von  $-0,501$  und  $-0,400$  (wahrscheinlicher Fehler  $\pm 0,1$ ). Ein Niederschlagsplus in diesen Monaten entspricht also einem Ertragsminus. Der Jahresertrag wird als Funktion der Niederschlagsmenge der genannten Monate dargestellt und mit den wirklichen Werten verglichen.

*H. Israël.*

**Boh. Hrudíčka.** Meteorologie im Dienste der Bautechnik. Wetter 54, 37—47, 69—76, 1937, Nr. 2 u. 3; 55, 110—119, 1938, Nr. 4. (Hrotovice b. Brünn.) Die Einwirkung der Witterung auf die Bautechnik ist sehr mannigfaltig, angefangen bei der Unterbrechung der Bautätigkeit durch die Frostperioden bis zur Beeinflussung freistehender hoher Bauten durch den Wind. Verf. behandelt in ausführlicher Weise wohl alle in der Bautechnik auftretenden meteorologischen Probleme, so z. B. die Einwirkung des Regens auf Hausmauern und deren Wärmeisolierungsvermögen und die der Temperatur auf die Verwitterung des Baumaterials sowohl von Häusern als auch von Straßen. Beim Wind sind nicht nur seine Spitzenwerte von außerordentlicher Bedeutung, sondern auch seine Struktur wegen der Gefahr, daß die Böenfrequenz in der Nähe der Eigenfrequenz des betreffenden Bauwerks liegt und infolge Resonanz zu dessen Einsturz führen kann. In eindeutiger Weise ist der vielfach große Wert meteorologischer Detailforschung ersichtlich.

*H. Stapf.*

**K. Knoch.** Angewandte Klimatologie als Förderer wirtschaftlicher Probleme. Wetter 55, 39—48, 1938, Nr. 2. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Verf. berichtet über wichtige Anwendungsgebiete meteorologisch-klimatologischer Forschung im Rahmen der Sicherung der wirtschaftlichen Verhältnisse unseres Volkes. Im Vordergrund steht zur Zeit naturgemäß die Sicherung der Luftfahrt, sowohl der zivilen als auch der militärischen, wie ja überhaupt die Bedeutung der Meteorologie für die heutige Wehrtechnik außerordentlich groß ist. Von ebensolcher Wichtigkeit sind die rein wirtschaftlichen Probleme; zur Lösung der hauptsächlichsten Fragen sind im Rahmen des Reichswetterdienstes die agrarmeteorologischen und bioklimatischen Forschungsstellen geschaffen worden, wozu noch ein den heutigen Bedürfnissen der Praxis angepaßter Ausbau der Beobachtungsnetze gekommen ist. Von den vielen angeführten meteorologisch-klimatologischen Problemen, deren Bearbeitung für die Volksgemeinschaft, insbesondere für die Sicherung der Ernährungsbasis, von außerordentlicher Bedeutung ist, seien hier nur die der Frostschadenverhütung und der lokalen Klima-



verbesserung im Rahmen der Wirtschaftsplanung genannt; der Wert solcher Arbeiten ist z. B. daraus ersichtlich, daß im Wein- und Obstbau die Aufwendungen zum Schutz der Ernte durch Heizung und Schaffung künstlicher Nebeldecken nur etwa 2 % der auf dem Spiele stehenden Werte betragen. *H. Stapf.*

**P. Lautner.** Flakartillerie und Wetterdienst. Wetter 55, 82—90, 1938, Nr. 3. (Wustrow i. M.) Studie über die meteorologischen Aufgaben beim Flakschießen. Zur Demonstration meteorologischer Einflüsse auf die Geschöb-bahnen werden einige Bahnberechnungen unter Berücksichtigung aerologischer Daten durchgeführt. *H. Israël.*

**E. Reichel.** Die Klimaunterlagen für die Reichsbodenschätzung und ihre Anwendung. Wetter 55, 69—82, 105—109, 1938, Nr. 3 u. 4. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Auf Grund des Bodenschätzungsgesetzes vom 16. Oktober 1934 wird unter Leitung des Reichsministers der Finanzen im Deutschen Reich die Schätzung des Acker- und Grünlandes durchgeführt. Hierzu war die Lieferung von Klimaunterlagen durch das Reichsamt für Wetterdienst unerlässlich. Für die Bodenbewertung, die nach verschiedenen Methoden für das Acker- und für das Grünland durchgeführt wurde, mußten vor allem die Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse berücksichtigt werden. Mit Hilfe von mehreren Karten und Tabellen zeigt Verf. an verschiedenen Beispielen, wie aus der „Bodenzahl“, die ein Maß für die Güte des eigentlichen Ackerbodens ist, die „Ackerzahl“ entsteht unter Anbringung von Zu- oder Abschlägen für Gunst oder Ungunst des Klimas und der Geländegestalt. Natürlich werden auch die jeweiligen örtlichen Besonderheiten, wie z. B. Frostmulden und Kaltluftseen, Sonnen- oder Schattenlage einzelner Hänge, örtliche Föhnwirkung usw. nach Möglichkeit berücksichtigt. Beim Grünland sind neben der Bodenart und -stufe die Wärme- und Wasserverhältnisse von ausschlaggebender Bedeutung. — Im Verlauf dieser Arbeiten wurde klar ersichtlich, auf welchen Gebieten noch Lücken zu schließen sind, um die Bodenschätzungsmethode noch weiter zu vervollkommen. *H. Stapf.*

**Volker Fritsch.** Einiges über die Eigenschaften geologischer Leiter und deren Bestimmung. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 138—146, 1938, Nr. 4. (Brünn.) Definition des „geologischen Leiters“, sein elektrischer Aufbau (Leitungs- und Verschiebungsströme), Diagrammdarstellung seiner Eigenschaften, Messung an kleineren Proben, Messung im Gelände („Funkmutung“). Zahlreiche Meßergebnisse und Richtlinien für die Funkmutung. *Riewe.*

**E. Poldini.** Les phénomènes de polarisation spontanée électrique du sous-sol et leur application à la recherche des gites métallifères. Mém. soc. vaud. 6, 1—43, 1938, Nr. 1 (Nr. 40). *Dede.*

**V. N. Korotkewitsch.** Eine Übersicht der das Mikroklima umfassenden Arbeiten. Trans. Centr. Geophys. Obs. (russ.) 1936, S 3—82, Nr. 6. (Russ. mit deutscher Zusammenf.) Sammelreferat über das mikroklimatische Arbeitsgebiet. Wertvoll ist ein Literaturkatalog mit 1284 Nummern (davon 303 russisch). *H. Israël.*

**M. Rodewald.** Bemerkungen zu: H. Externbrink, Ein Beitrag zum Wettergeschehen im Golf von Mexiko usw. Meteorol. ZS. 55, 100—102, 1938, Nr. 3. (Hamburg.) (Vgl. Phys. Ber. 19, 487, 491, 1938.)

**H. Externbrink.** Erwiderung auf die Bemerkungen Rodewalds zu der Arbeit „Ein Beitrag zum Wettergeschehen usw.“ Meteorol. ZS. 55, 102, 1938, Nr. 3. *Dede.*

**H. Seilkopf.** Ozeanflugwetterdienst. Meteorol. ZS. 54, 485—486, 1937, Nr. 12. (Hamburg.) *Dede.*

**Hurd C. Willett.** Results obtained from the analysis of Northern-Hemisphere weather maps for 1936—1937. Nat. Res. Council 1937, S. 146—148, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) *Dede.*

**P. Berger.** Remarques sur la prévision du temps. Arch. sc. phys. et nat. (5) 19, 203—222, 1937, Sept./Okt. (Zürich.) Einleitend zeigt Verf. an den einzelnen meteorologischen Elementen, daß ihre Beobachtungen am Boden lokal beeinflusst seien und daher für die Wettervorhersage oft mißverständlich gewertet werden können. Abgesehen von allem anderen ergibt sich auch daraus die Notwendigkeit und Nützlichkeit der Verwendung aerologischer Beobachtungsdaten, die heute in Europa schon von hinreichend vielen Stationen zur Verfügung stehen. Nach einer Übersicht über die Genauigkeit dieser Daten und über die Verwendbarkeit der aerologischen Diagrammpapiere wird die in der Praxis des Schweizer Wetterdienstes entwickelte Methode der Ausnutzung der Beobachtungsergebnisse aus der freien Atmosphäre dargelegt. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, mit Hilfe der täglich ausgestrahlten aerologischen Daten zwei Querschnitte in N-S- und in W-E-Richtung zu legen, aus denen der physikalische Zustand der Atmosphäre, die Verteilung der Luftmassen und ihre Aktivität ersichtlich ist. Dazu geben noch die aus Pilotaufstiegen gewonnenen Windbeobachtungen ein Bild von den Strömungsvorgängen. *F. Steinhäuser.*

**Heinrich Löwy and M. Mahmoud Ghali.** The dielectric constant of metallic suspensions and the measurement of ore content. Gerlands Beitr. 52, 334—343, 1938, Nr. 3/4. (Cairo.) Es wird über Messungen berichtet, die die Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstanten von Gemengen und der Konzentration des darin enthaltenen Metalls zeigen. Die Ergebnisse werden mit den nach einer Formel von Poincaré und nach einer aus der Theorie von H. A. Lorentz abgeleiteten Formel berechneten Werten verglichen. Die Untersuchungen führten zur Einführung eines elektrodynamisch effektiven Volumens  $V_2$ , das gegeben ist durch

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 2} = V_2 + \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2} (1 - v_2),$$

wo  $\bar{\epsilon}$  die Dielektrizitätskonstante des Gemenges,  $\epsilon_1$  die Dielektrizitätskonstante des Isoliermaterials und  $v_2$  das Volumen der in  $1 \text{ cm}^3$  enthaltenen metallischen Partikel bedeutet. Es wird schließlich eine Formel entwickelt, die es ermöglicht, aus der Dielektrizitätskonstante des Gesteines die Dielektrizitätskonstante des Gesteinsmaterials abzuleiten. *F. Steinhäuser.*

**Otto Meißner.** Die Bedeutung der „Eisheiligen“ im Klima von Berlin. Gerlands Beitr. 53, 140—147, 1938, Nr. 1/3. (Potsdam.) Um die volle Bedeutung der „Eisheiligen“ für das Berliner Klima zu erfassen, genügt es nicht, eine etwaige Temperaturniedrigung langjähriger Mittel zu suchen; vielmehr muß man die Kälterückfälle jedes Einzeljahres, in dem sie vorgekommen sind, mitteln, wobei sich eine Temperaturniedrigung von  $5^\circ$  gegen die Temperatur des Restmonats ergibt. Auch wird ihre Häufigkeit festgestellt. Diese verschieden große Häufigkeit und der Wechsel der Epoche bewirken, daß selbst das langjährige Hellmannsche Maimittel (1848—1907; in seinem Temperaturkalender von Berlin) im zeitlichen Verlaufe merklich von dem früheren Mädlerschen (1719—1839; nach Behre, Klima von Berlin) in seinem Gang abweicht. (Übersicht des Verf.) *Dede.*

## Geophysikalische Berichte

**E. Kleinschmidt.** Geheimrat Prof. Dr. Hugo Hergesell †. Ann. d. Hydrogr. 66, 347—349, 1938, Nr. 7.

**H. Maurer.** Die Maßeinheiten für Fahrt, Strom und Strömung. Ann. d. Hydrogr. 66, 355—356, 1938, Nr. 7. (Berlin.) *Dede.*

**P.-L. Mercanton.** La mesure correcte des précipitations atmosphériques. Météorol. 1937, S. 136—139, März/April. *Riewe.*

**A. E. Benfield.** A static gravimeter. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 351—359, 1938, Nr. 5. Die Schwierigkeiten, die sich nach dem Bau eines hydrostatischen, mit Quecksilber gefüllten Gravimeters bei den endgültigen Versuchen einstellten, werden eingehend beschrieben. Trotz vieler Verbesserungsversuche konnten die Störungen, die vor allem auf unregelmäßigen Änderungen der Oberflächenspannung beruhten, nicht überwunden werden. Diese Mitteilung wurde veröffentlicht, um eine Wiederholung gleichartiger Versuche zu ersparen.

*Schmerwitz.*

**L. Weickmann und P. Mildner.** Die in den Jahren 1931—1935 in Leipzig und im Observatorium am Collberg aufgezeichneten Erdbeben. IV. Bericht der Erdbebenwarte des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, zugleich letzter Bericht dieser Serie. Ber. Sächs. Akad. 89, 205—346, 1937, Nr. 3. In der Einleitung wird über die Fertigstellung und Bauweise des Erdbebenhauses am Collberg eingehend berichtet. Die Leipziger Seismographen sind im Dezember 1934 dort aufgestellt worden. Die neu hinzugekommenen Benioff-Seismographen, die in der eigenen Werkstatt hergestellt worden sind, ergänzen die Aufzeichnungen des Wiechert-Pendels dadurch, daß ihr Vergrößerungsmaximum in einem Bereich kürzerer Perioden liegt. Aus dem gleichen Grund sind sie sehr gut für die Aufzeichnung schwacher Nahbeben geeignet. Mehrere Vogtländische Beben, die sonst kaum bemerkt worden wären, sind mit diesen Apparaten registriert worden. Die Seismogramme dieser und einiger Fernbeben sind in Figuren und Tabellen beigelegt. Den Hauptinhalt der Veröffentlichung nehmen die in der üblichen Form durchgeführten Stationsberichte ein.

*Schmerwitz.*

**E. C. Bullard.** The theory of the Benioff seismograph. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 336—340, 1938, Nr. 5. Für den von Benioff konstruierten elektromagnetischen Seismographen ist in der von ihm abgeleiteten Theorie stillschweigend vorausgesetzt, daß eine lineare Beziehung zwischen dem Feld des Magneten und dem Fluß in diesem besteht. Es wird nachgewiesen, daß das hier nicht der Fall ist und ein von Benioff verwendeter magnetischer Nebenschluß unvorteilhaft wirkt. Einige Konstruktionsdaten werden nachgeprüft und verbessert.

*Schmerwitz.*

**E. C. Bullard and C. Kerr Grant.** The design and testing of geophones and their amplifiers. Ebenda S. 341—350. (Dep. Geod. a. Geophys. Cambridge.) Die Anordnung von elektromagnetischen Seismographen nach dem Vorbild von Benioff wird unter Beachtung der vorstehend referierten Berichtigung und der Grenzleistung, die im Galvanometer oder Verstärker durch die Brownsche Bewegung gegeben ist, neu entworfen. Es ergibt sich bei praktisch erreichbaren Voraussetzungen, daß eine Vergrößerung von  $8 \cdot 10^4$  bei 50 Hertz möglich ist. Ein auf diesen Grundlagen gebautes Instrument wird an Hand guter Abbildungen näher beschrieben. Da bei den hohen Eigenfrequenzen dieser Instrumente Teilschwingungen in dem System starke Störungen verursachen können,



wurde die Anordnung auf einem Schütteltisch untersucht. Vergrößerungskurven und Phasenverschiebungen für einen weiten Frequenzbereich sowie einige praktische Registrierungen werden abgebildet, um die Brauchbarkeit des Instruments und der Verstärkeranordnungen zu beweisen. Die maximale Vergrößerung beträgt in dem Beispiel 500 000. *Schmerwitz.*

**Takahiro Hagiwara.** An accelerograph for measuring the shaking railroads of trains, automobiles, airoplanes, etc. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 944—955, 1938, Nr. 4. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Kurze Angaben der Konstruktionsdaten mit einigen Abbildungen und Registrierungen. *Schmerwitz.*

**F. A. Vening Meinesz.** Second order disturbance (Browne terme) in pendulum observations at sea. Proc. Amsterdam 41, 540—551, 1938, Nr. 6. Ausführlicher Bericht über die Ergebnisse einer weiteren vom Verf. im Jahre 1937 nach Curacao unternommenen Expedition zur Messung der Schwere auf See mittels Pendelschwingungen. Die Konstruktion und Anordnung der Meßapparatur werden eingehend beschrieben. Das Ergebnis, daß Horizontal- und Vertikalbeschleunigung gleich und unabhängig von der Wellenbewegung sind, sieht Verf. als eine Bestätigung der Gerstnerschen Theorie an. *Päsler.*

**B. E. Brünelli.** Die elektrische Meßmethode der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes. Wissensch. Kurzber. (russ.) 3, 110—122, 1937, Nr. 3. (Orig. russ.) Da die direkten Methoden zur Messung der Vertikalkomponente des Erdfeldes speziell im Polargebiet versagen und das einzige bis nun existierende Instrument, das auf der indirekten Methode basiert, der Theodolit von Ogloblinski, der das Erdfeld durch bewegte, permanente Magnete kompensiert, sich nicht einführen konnte, hat Verf. ein neues Instrument entwickelt, das allen Anforderungen gerecht wird, die in bezug auf Konstanz des magnetischen Momentes und Unempfindlichkeit gegenüber mechanischen, thermischen und dergleichen Einflüssen sowie Empfindlichkeit der Anzeige gestellt werden müssen. Nach der elektrischen Methode hatte übrigens auch schon Bates ein Magnetometer konstruiert, das jedoch keine hinlängliche Empfindlichkeit zu erreichen gestattete. — Das Kompensationssystem beim Instrument des Verf. besteht aus drei stillstehenden, Parallelkreise einer Kugel bildenden horizontalen Ringwicklungen (Maxwellsches System), als Indikator eine im Innern der Kugel in einem besonderen Gehäuse sehr empfindlich gelagerte Spule, die ein von Null verschiedenes magnetisches Moment erfährt, wenn die Vertikalkomponente im indizierten Volumen nicht auskompensiert ist. Somit wird nach einer Nullmethode gemessen und die Vertikalkomponente durch die Kompensationsstromstärke bestimmt, die ihrerseits nach einer Potentiometermethode abgeglichen bzw. gemessen wird (unter Verwendung eines ballistischen Galvanometers). Nach den Versuchen mit einem ersten Modell und Auswertung der damit gewonnenen Erfahrungen bei der zweiten Ausführung gelang es, eine konstante Meßgenauigkeit auch unter Expeditionsbedingungen von  $\pm 3$  bis  $5\gamma$  zu erreichen, was den besten Werten der bekannten Schmidtschen und Lloyd-schen Waagen entspricht. *Kraus.*

**Adolf Schmidt.** Zum Aufsatz von Th. Koulomzine und A. Boesch über die Vertikal-Feldwaage. ZS. f. Geophys. 14, 63—67. 1938, Nr. 3/4. (Gotha.) Die nach dem Entwurf des Verf. 1914 gebaute Vertikalfeldwaage unterliegt nicht den Störungen, die neue serienmäßig hergestellte Instrumente dieser Art besitzen. Ihre Leistungsgrenzen werden auf Grund praktischer Erfahrungen abgeschätzt. *Schmerwitz.*

**V. Mironovitch et J. Moussié.** Détermination des pertes d'insolation dues au relief dans une station climatologique de montagne. *Météorol.* 1937, S. 204—210, Mai/Juni. *Riewe.*

**E. Ower.** On the Response of a Vane Anemometer to an Air-stream of Pulsating Speed. *Phil. Mag.* (7) 23, 992—1004, 1937, Nr. 157. (Nat. Phys. Lab.) Das Verhalten eines Flügelanemometers in einem pulsierenden Luftstrom wird theoretisch untersucht. Es wird gezeigt, daß die Meßergebnisse des Anemometers größer sind als die durchschnittlichen Windgeschwindigkeiten. Ein Ausdruck für die Größe des Meßfehlers wird abgeleitet, wobei ein Luftstrom angenommen wird, dessen Geschwindigkeit nach dem sin-Gesetz pulsiert. Unter Vernachlässigung einer kleinen Größe ist die Bewegungsgleichung näherungsweise numerisch integrierbar. Das Verhalten eines einzelnen Flügelanemometers in einem pulsierenden Luftstrom wird im Windkanal untersucht. Experimente und theoretische Untersuchungen stimmen gut überein. *Hänsche.*

**Harry Diamond, Wilbur S. Hinman, Jr. and Francis W. Dunmore.** A method for the investigation of upper-air phenomena and its application to radio meteorography. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* 20, 369—392, 1938, Nr. 3. (RP. 1082.) Beschreibung der Radioeinrichtung eines unbemannten Ballons zur Untersuchung hoher Luftschichten; insbesondere für Druck-, Temperatur-, Feuchtigkeitsmessung. Aufzeichnungswiedergaben. *Riewe.*

**Johannes Stephan und Ernst Mildebrath.** Registrierende Taumessungen. (Ein Beitrag zum Tauprobem.) *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* 5, 34—39, 1938, Nr. 1. (Königsberg i. Pr.) Verff. begründen eingangs die Notwendigkeit einer Registrierung des Taufalls. Dann geben sie die Konstruktion einer Tauwaage, eine einfache Balkenwaage mit einer Leickschen Tauplatte für Messung von 20 mg bis 2 g Tau (= 0,002 bis 0,2 mm Niederschlag). Als Schreibvorrichtung dient ein elektrisch betätigter Schlaghebel. Die Registrierung wird etwas vom Winde beeinflusst. *Riewe.*

**A. Berroth.** Geodätische Entfernungsmessungen mit dem Berroth-Fennelschen Keilmikrometer. *ZS. f. Verm.* 67, 170—186, 1938, Nr. 6. (Aachen.) Verf. berichtet über die Gesichtspunkte, die bei Anwendung des Berroth-Fennelschen Keilmikrometers zur Messung kurzer Entfernungen (bis etwa 350 m) zu beachten sind. Er gibt eine theoretische Behandlung der Strahlablenkung im links- und im rechtsablenkenden Keil, ferner des Einflusses der Meßschraube auf die Ablesergebnisse usw. *Picht.*

**Gerhard Kirsch.** Geomechanik. Entwurf zu einer Physik der Erdgeschichte. Mit 43 Abb. im Text. VIII u. 151 S. Leipzig, J. A. Barth, 1938. Kart. 14,80 RM; geb. 16,—RM. Das dem Gedächtnis Alfred Wegeners gewidmete Buch befaßt sich in erster Linie mit der Unterströmungstheorie und ihrer Bedeutung für die Kontinentverschiebungen, Polwanderungen, Gebirgsbildung und Eiszeitalter. Inhalt: Zur Problemstellung. I. Das Erdinnere. II. Qualitative Geomechanik der oberflächennahen Vorgänge. III. Quantitative Geomechanik. Anhang: Sonne, Mond und Sterne. Zusammenfassung und Schlußwort. Namens- und Sachverzeichnis. *Dede.*

**M. Schuler.** Eine Messung der Drehgeschwindigkeit der Erde mit dem Kreisel. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) 19, 37—38, 1938, Nr. 1. (Göttingen.) Die Messung beruht darauf, daß man die Schwingungszeit eines Kreiselskompasses bestimmt und daraus die Drehgeschwindigkeit der Erde berechnet. Das Mittel aller Kreiselmessungen ergab eine Tageslänge von 86 173 sec mit einem

mittleren Fehler von  $\pm 24$  sec. Gegen die astronomische Tageslänge von 86 164 sec ergibt sich eine Differenz von 9 sec, die innerhalb des mittleren Fehlers der Messung bleibt. Dieser Fehler beträgt nur  $\pm 0,03$  %. Damit ist die neue Messung 30mal genauer als die bisherigen. Dabei wird nach Hierholzer der größte systematische Fehler durch die Elastizität der Kreiselachsen verursacht, was sich jedoch rechnerisch beseitigen läßt. Winckel.

**Frank Schlesinger.** Annual change in longitude: A correction. Month. Not. 98, 203, 1938, Nr. 3. (Yale Observ.) Kurze Berichtigung einer Formel (vgl. Phys. Ber. 19, 1030, 1938). Schmerwitz.

**H. Spencer Jones.** The determination of the constant of nutation from the Greenwich latitude variation observations. Month. Not. 98, 440—447, 1938, Nr. 6. Durch Hinzukommen von neuem Beobachtungsmaterial am Cookson-Teleskop in Greenwich von 1929 bis 1936 wird eine Neubestimmung der Nutationskonstanten aus dem Material von 1911 bis 1936 durchgeführt, das Material wird in drei Gruppen eingeteilt: Sternpaare von 1911 bis 1928, von 1919 bis 1935, alle Sternpaare. Tabellen für  $\sin \epsilon \delta \lambda$  und  $\delta \epsilon$  von 1930 bis 1936 sind beigefügt. Die Methode schließt sich eng an die Jacksonsche an. Die Gleichungen für  $\gamma$  sind mitgeteilt. Für die Nutationskonstante folgt  $9,2173 \pm 0,0040$ , die reziproke Mondmasse wird 81,53 bzw. 81,59 für die Lunisolarpräzession nach Newcomb bzw. Oort (Berücksichtigung der galaktischen Rotation). Sättele.

**Hertha Pertz.** Über die Radioaktivität von Quellwässern. Sitzungsber. Akad. Wien 146 (2a), 611—622, 1937, Nr. 9/10. Vgl. diese Ber. S. 1030. Dede.

**Clark Goodman and Robley D. Evans.** A new physical method for the determination of geologic ages. Phys. Rev. (2) 53, 916, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol.) Jaeckel.

**Stefan Meyer.** Über das „Alter“ der Sonne und über die Zerfallskonstante des Actinurans. II. Mitt. Sitzungsber. Akad. Wien 146 (2a), 581—588, 1938, Nr. 9/10. Da sich über das Gesamtalter der Sonne von ihren Anfängen her derzeit aus radioaktiven Daten keine Angaben machen lassen, bezeichnet der Verf. als „Alter“ der Sonne die Zeitdauer, in der die Entwicklung des  $^{206}\text{Pb}$  aus Uran (und analog des  $^{207}\text{Pb}$  aus Actinuran und  $^{208}\text{Pb}$  aus Thor) vor sich ging; dadurch sind wohl die Epochen gekennzeichnet, in der sich die schwereren Grundstoffe gebildet haben mögen. Auf Grund von neueren Isotopenbestimmungen in gewöhnlichem und Uranblei berechnet der Verf. dieses Alter der Sonne unter den Voraussetzungen, daß eine Änderung der Zerfallswahrscheinlichkeit der genannten Stoffe nicht eingetreten ist, daß kein Anlaß zu einer anderweitigen Herkunft der Blei-Isotope  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  und  $^{208}\text{Pb}$  besteht, und unter der Annahme, daß bei der Abtrennung der Erde von der Sonne das Verteilungsverhältnis Blei zu Uran auf der Erde das gleiche war wie auf der Sonne. Das „Alter“ der letzten Sonnenepochen bestimmt sich daraus zu  $4,5 \cdot 10^9$  Jahren, das Mengenverhältnis von Actinuran zu Uran derzeit auf der Erde zu  $0,0055 \pm 10\%$  und die Zerfallskonstante des Actinurans zu  $1,1 \cdot 10^{-10}$  Jahr, die Halbwertszeit zu  $6,3 \cdot 10^9$  Jahren. Nitka.

**Gregory P. Baxter and Wallace M. Kelley.** I. The Atomic Weight of Lead from a Specimen of St. Joachimsthal Pitchblende. II. The Lead-Uranium Ratio of this Pitchblende. Journ. Amer. Chem. Soc. 60, 62—64, 1938, Nr. 1. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Nach einem ausführlich beschriebenen Verfahren wird aus Joachimstaler Pechblende, deren



Urangehalt zu 60,24 % und deren Bleigehalt zu 3,22 % ermittelt wurde, das Blei präparativ dargestellt und gereinigt. Von dieser Probe wird das Atomgewicht zu 206,50 bestimmt. Aus diesem Wert ist der Gehalt des Bleis in der Pechblende an gewöhnlichem Blei zu 41,3 % berechnet; den gleichen Wert ergab eine von A. O. Nier ausgeführte massenspektroskopische Bestimmung. Unter Zugrundelegung dieser Werte beträgt der Gehalt der Pechblende an Uranblei 1,892 % und das Verhältnis Blei : Uran 0,0314. Hieraus berechnet sich das Alter der Pechblende zu 239 Millionen Jahren bzw. nach der logarithmischen Formel zu 234 Millionen Jahren. *Dede.*

**Pierre Lejay et Chang hung Chi.** Mesures de gravité dans le Sud de la Chine. C. R. 206, 709—712, 1938, Nr. 10. Im Anschluß an früher bereits ausgeführte Messungen wurden weitere Schwerkraftbestimmungen mit dem Holweck-Lejay-Pendel in den Gebieten südlich des Jangtsekiang ausgeführt. Da der Temperaturkoeffizient 16 mgal für 1° C betrug, mußte ein Thermostat verwendet werden. Die 53 Stationsmessungen sind in zwei Tabellen abgedruckt. Diese enthalten außer den direkten und reduzierten Werten die geographischen Ortsangaben, Meereshöhen, Zeiten und Dichte. Die Basisstation bildete Zi-Ka-Wei mit  $g = 979,436$  gal. *Schmerwitz.*

**Reginald A. Daly.** The strength of the earth's outer shells. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 35, 401—425, 1938, Nr. 210. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) In einer Modelldarstellung des Zustands der Erdkruste werden vom Verf. „anti-roots“ eingeführt, eine Bezeichnung für die genau zu dem Profil des Gebirges an der Erdoberfläche entsprechend verlaufende Begrenzung des Substratums. Der Beginn dieser Schicht wird in etwa 60 bis 70 km Tiefe angesetzt. Die verschiedenen möglichen Krustenschichtungen werden auf ihren Spannungs- und Tragfähigkeitszustand untersucht und begutachtet. Den Anlaß und das Beobachtungsmaterial hierzu gaben die in zahlreichen zusammenhängenden Gebieten der Erde ausgeführten Vermessungen der Schwereanomalien. Die unter diesen Gesichtspunkten durchzuführende Einordnung des Schwerefeldes von Indien läßt den Verf. der verschiedentlich aufgestellten Forderung einer Dreiachsigkeit des Erdellipsoids beipflichten. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** The problem of elastic stability of the earth treated in Polar coordinates. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 860—877, 1937, Nr. 4. Die von Jeans und Lord Rayleigh vorausgesetzten Bedingungsgleichungen für die Ableitung elastischer Stabilitätszustände der Erde werden dadurch etwas erweitert, daß hier die den Massenbewegungen an der Erdoberfläche entsprechenden Änderungen der Gravitationskräfte Berücksichtigung finden. Die Ableitungen werden in Anlehnung an frühere Rechnungen der Verff., denen ähnliche mathematische Formulierungen zugrunde lagen, durchgeführt. Zunächst werden für eine homogene elastische Erde unter der Bedingung, daß keine Massenverlagerung stattfindet und dann, daß diese proportional dem Spannungszustand an der Oberfläche ist, die verschiedenen möglichen Werte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen berechnet. Ein weiterer Fall hat die Trennung in Kern und Gesteinsmantel zur Voraussetzung. *Schmerwitz.*

**Joseph Larmor.** Intense radioactivity of the superficial ocean floor. Nature 142, 37, 1938, Nr. 3583. (Holywood, N. Ireland.) Kurzer Hinweis auf die mögliche Bedeutung der Radioaktivitätsverteilung in der Erde bei Fragen der Oberflächengestaltung und der Isostasie. *H. Israël.*

**E. C. Bullard.** The disturbance of the temperature gradient in the earth's crust by inequalities of height. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 360—362, 1938, Nr. 5. (Dep. Geod. a. Geophys. Cambridge.) Die Temperaturgradienten von sechs Bohrlöchern werden auf Grund einer Ableitung von Jeffreys hinsichtlich der Störungen der Temperaturverteilung durch die topographischen Unregelmäßigkeiten verbessert. Die Korrekturen betragen jedoch in den erwähnten Beispielen weniger als 3% und können vernachlässigt werden. Nur für den Simlontunnel wurde eine Vergrößerung des Gradienten um 14% berechnet. *Schmerwitz.*

**Ioan I. Plăcinteanu.** Essai d'une théorie mécanique du phénomène de diapirisme terrestre. C. R. Acad. Roum. 2, 359—363, 1938, Nr. 4. Mit Hilfe einiger mathematischer Ansätze in Anwendung auf Gleichungen aus der Mechanik deformierbarer Körper wird die geologische Erscheinung einer Faltungsbewegung mit Vertikalschichtung in der Achse (Diapirismus) zu erklären versucht. Die Folgerung aus diesen Ableitungen führt dazu, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen erheblich kleiner sein soll als die der transversalen, was ganz offensichtlich in Widerspruch zu den Tatsachen steht. *Schmerwitz.*

**P. P. Bijlaard.** A theory of plastic buckling with its application to geophysics. Proc. Amsterdam 41, 468—480, 1938, Nr. 5. (Bandoeng-Delft.) Die Ergebnisse und Entwicklungen, welche die Plastizitätstheorie bei der Anwendung auf technische Probleme der Materialprüfung und dergleichen erreicht hat, werden hier im wesentlichen rein mathematisch umgeformt und mit zwei kurzen Zahlenbeispielen auf die Deformation der Erdkruste angewendet. *Schmerwitz.*

**P. Seonzo.** Sull'effetto dello spostamento dei continenti nella durata della rotazione terrestre. Lincei Rend. (6) 26, 453—456, 1937, Nr. 12. Der Einfluß der Kontinentalverschiebung auf die Länge des Tages wird unter Benutzung neuerer Daten berechnet. Hierzu wird auch die durch Erdbebenmessungen bestätigte Hypothese von Heiskanen benutzt, nach der die Dichte des Sials und des Simas mit der Tiefe zunimmt, und zwar um 0,2 bei 60 km Tiefe. Außerdem wird der Gegenstrom des Magmas, des Simas und der Ozeane berücksichtigt. Der aus Sial bestehende Kontinentalblock wird als Kegelstumpf mit keiselförmiger Grundfläche angenommen, der bis zu einer Tiefe von 70 km in Sima eintaucht und sich nur wenig über Meereshöhe erhebt. Die Erde selbst wird kugelförmig angenommen. Zunächst wird die Änderung des Trägheitsmomentes der Erde berechnet, in die nur die im Meridian liegende Verschiebung der Kontinente eingeht. Diese Komponente wird auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials für Grönland zu 20 m im Jahr angenommen. Die entsprechende Änderung der Tageslänge beträgt  $-5''$ ,  $7 \cdot 10^{-6}$  im Jahr. *Schön.*

**Ryūtārō Takahasi and Takesi Nagata.** Geophysical studies of volcano Mihara, Oosima Island; the general aspect of physical conditions in the crater. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 1047—1053, 1937, Nr. 4. Der mittlere Durchmesser des Kraters dieses Vulkans hat sich seit 1924 von 100 m auf 310 m allmählich vergrößert. Pyrometrische Temperaturmessungen der Lava werden von dem Einfluß der Rauch- und Dampfabsorption befreit. Aus der durch Dampfblasen an der Oberfläche hervorgerufenen Wellenbewegung wird der Viskositätskoeffizient berechnet. Er beträgt bei einer Dichte der Lava von 3,0 etwa die Hälfte des Wertes von Glycerin bei 18°C, d. h.  $5 \cdot 10^4$  CGS. *Schmerwitz.*

**Jean-Pierre Rothé.** Sur le séisme belge du 11. juin 1938. C. R. 206, 1910—1912, 1938, Nr. 25. Zu dem Beben in Belgien vom 11. Juni 1938 werden einige vorläufige Daten mitgeteilt. Epizentrum: Gent. Herdtiefe: 45 bis 55 km.

Der große makroseismische Bereich gleicher Bebenstärke läßt ebenfalls auf größere Herdtiefe schließen. Das Epizentrum fällt mit einer bereits früher aufgedeckten starken magnetischen Anomalie zusammen. Der Verf. schließt allgemein, daß diese Anomalien sowohl, wie die Schwerkraftsanomalien und die Erdbeben Äußerungen der gleichen Ursache: langsamer Veränderungen der physikalischen Eigenschaften von 25 bis 50 km tiefen Schichten darstellen.

*Schmerwitz.*

**F. Takabeya.** Model experiments on the minimization of structural vibrations caused by seismic disturbances. *Nature* 142, 38—39, 1938, Nr. 3583. (Hokkaido Imp. Univ. Sapporo.) Ein Modellversuch an einem vierstöckigen Aufbau zeigt, daß die Eigenschwingungen dieses Systems durch eine auf dem Dach angebrachte rollende Masse von etwa dem halben Gewicht des Gerüstes stark gedämpft werden können.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Relation between the thickness of a surface layer and the amplitudes of dispersive Rayleigh waves. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 15, 845—859, 1937, Nr. 4. Der Sonderfall wird theoretisch behandelt, daß sich ein seismischer Herd in einer Oberflächenschicht befindet, unter der eine undeformierbare Schicht liegt. Mit diesen Voraussetzungen ergibt die mathematische Lösung, daß nur Oberflächenwellen (Rayleigh- und Love-Wellen) auftreten. Die Amplituden werden für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Schichtdicke näher berechnet. Wellengeschwindigkeit und Amplitudenverteilung sind bereits in einer früheren Arbeit ermittelt worden.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa.** The plastic state of the earth under gravitational forces. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 15, 878—887, 1937, Nr. 4. In dem vorliegenden Fall werden wiederum veränderte Ausgangsdimensionen für eine neue Berechnung der in den Erdschichten auftretenden Spannungen gewählt. Aus den Voraussetzungen einer Schichtfolge in 480 km und 2900 km Tiefe werden bei passend angenommenen plastischen Eigenschaften Beziehungen zu der unteren Begrenzung der tiefen Erdbeben abgeleitet.

*Schmerwitz.*

**K. E. Bullen.** Ellipticity corrections to waves through the earth's central core. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 317—331, 1938, Nr. 5. (Univ. Coll. Auckland, N. Z.) In Ergänzung der bereits berechneten Elliptizitätskorrekturen der *P*- und *S*-Wellen werden hier zunächst die Näherungsformeln für die Durchführung der gleichen Korrekturen für die Kernwellen *PKP*, *SKS* usw. gegeben. Sechs Tabellen enthalten in dem Anhang die Zeitkorrekturen, die von den direkten Beobachtungsergebnissen jeweils abzuziehen sind. Die Genauigkeit der Berechnung beträgt etwa 0,1 bis 0,2 sec. Die Korrekturen erreichen bei entsprechender Lage von Herd und Station mitunter Werte bis zu 3 sec.

*Schmerwitz.*

**K. E. Bullen.** Ellipticity corrections to earthquake waves reflected at the central core. *Ebenda* S. 332—335. Ableitung von Näherungsformeln zur Berechnung der Elliptizitätskorrektur für am Kern reflektierte *P*- und *S*-Wellen.

*Schmerwitz.*

**B. Gutenberg and C. F. Richter.** *P'* and the earth's core. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 363—372, 1938, Nr. 5. (Balch Graduate School Geol. Sc.; Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Bei Voraussetzung einer neuen Hypothese über die Verteilung der Geschwindigkeitszunahme in dem Erdkern werden die früher als gebeugt angesehenen *P'*-Wellen jetzt als durch den Kern gehende gebrochene Wellen behandelt. Durch diese Abänderung werden einige Beobachtungen größerer Amplituden und Besonderheiten der Laufzeitkurven in der Nähe des Brennpunktes erklärt.

*Schmerwitz.*



**Zyun'iti Kinosita.** The arrangement of layers in the earth's crust as deduced from seismometrical observations at Hongô, Tokyo. (First parer.) Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 965—973, 1937, Nr. 4. Aus zwei Einsätzen, die immer in kurzen Zeitabständen nach dem *P*-Einsatz gefunden werden (in den beigegeführten Reproduktionen jedoch nicht besonders auffällig in Erscheinung treten), wird auf einen Einfluß von unmittelbar unter der Station liegenden Schichtungen geschlossen. Die Tiefen werden zu 400 m und 2,5 km berechnet.

*Schmerwitz.*

**Win Inouye.** Revisions of my „Notes on the origins of earthquakes“. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 956—964, 1937, Nr. 4. Durch K. Sezawa ist der Verf. auf einige Irrtümer in seiner früheren Veröffentlichung hingewiesen worden. Die hier neu abgeleiteten Berichtigungen ergeben u. a., daß die Amplituden der radialen Komponenten der Longitudinalwellen Maximalwerte in gewissen Entfernungen sowohl bei der Einzelquelle wie bei der Vierfachquelle haben. Es wird angenommen, daß die Größe der Wellenlängen immer mit den Dimensionen des Herdes vergleichbar ist. Unter dieser Voraussetzung ist die azimutale Verteilung der Verrückungen der Longitudinalwellen ähnlich der Druckverteilung im Herd.

*Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Prevalent periods of oscillation in tidal waves. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 888—898, 1937, Nr. 4. Beobachtungen der Ankunftszeiten der Meereswellen, welche durch das Erdbeben vom 3. März 1933 entstanden sind und bis zu den Stationen der Küsten des Pazifischen Ozeans gelaufen waren, ließen sich mit den bisherigen theoretischen Berechnungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in Übereinstimmung bringen. Mit der Voraussetzung, daß periodische Kräfte an einem Wellenursprung relativ geringer Ausdehnung einwirken, werden neue Rechnungen durchgeführt. Sie ergeben, wie es auch mit den Beobachtungen vereinbar ist, daß die Wellengeschwindigkeit kleiner als  $\sqrt{g \cdot \eta}$  ( $\eta$  = Meerestiefe) ist. Die abgeleiteten Beziehungen zwischen Wellenlänge, Meerestiefe und Amplituden werden an Kurvendarstellungen für verschiedene theoretische Fälle erörtert.

*Schmerwitz.*

**Pierre Bernard.** Le cycle solaire dans l'agitation microséismique. C. R. 206, 1585—1587, 1938, Nr. 21. Die seit 1910 am Observatorium in Parc St. Maur durchgeführten Beobachtungen der mikroseismischen Bodenunruhe ergeben ein Maximum der Aktivität in den Jahren 1919/20 und 1929/30, etwa zwei Jahre nach dem jeweiligen Maximum der Sonnenaktivität von 1917 und 1927. Weniger umfangreiche Beobachtungsdaten einiger anderer Stationen bestätigen diesen Verlauf. Einige Andeutungen für Erklärungsmöglichkeiten dieser gleich langen Periode wie bei den Sonnenflecken werden gegeben.

*Schmerwitz.*

**Seiti Yamaguti.** Deformation of the earth's crust in Idu Peninsula in connection with the destructive Idu earthquake of Nov. 26, 1930. Bull. Earthq. Res. Inst. 15, 899—934, 1937, Nr. 4. Aus 71 trigonometrischen Stationsbeobachtungen wird die horizontale Verlagerung der Oberflächenpunkte eines Gebietes von  $35 \times 35$  km Fläche abgeleitet, in dem das erwähnte schwere Erdbeben stattgefunden hat. Zur Veranschaulichung ist ein quadratisches Grundnetz von 2 km Kantenlänge und in jedem Eckpunkt der Deformationsvektor eingezeichnet worden. Die Vektorspitzen sind miteinander zu einem neuen Deformationsnetz verbunden. Diese Darstellung zeigt entlang der Tanna-Verwerfung, die bei diesem Beben entstand, sehr deutliche Auswirkungen eines horizontal gerichteten Scherungsbruches. In einer weiteren Reihe von Karten sind Linien gleicher Gradienten der Verlagerung in verschiedenen Richtungen,

gleicher Scherung und Rotation dargestellt. Die Beträge der vertikalen Verlagerung sind erheblich kleiner als die in horizontaler Richtung. Die gleichen Darstellungen der verschiedenen Verlagerungen werden auch für das große Kwantö-Erdbeben von 1923 gegeben, dessen Herd nicht weit entfernt gelegen hat. *Schmerwitz.*

**Frant. Běhounek.** Atmosférická electřina ve vysokých tatrách. Bull. Soc. Tchécosl. Physiatr. Prag 18, 29—36, 1938, Nr. 1/2. (Tschech. mit franz. Zusammenf.) (Inst. radiol. Praha.) Das radiologische Staatsinstitut unterhält seit 1936 in Strbské Pleso (Hohe Tatra, 1340 m) ein lufterlektrisches Observatorium. Registriert werden Potentialgefälle, atmosphärische Leitfähigkeit und Kleinionenzahl. Die Werte der Kleinionen und der Leitfähigkeit sind etwa doppelt so hoch als in der Ebene. Der Potentialgradient zeigt Maxima um 8 und 20 Uhr, Minima um 4 und 16 Uhr MEZ. Im Winter tritt ein ausgeprägtes Maximum gegen 14 Uhr auf, neben dem das 20-Uhr-Maximum, das mit dem weltzeitlichen identifiziert wird, schwächer ausgeprägt ist. Ausführliche Apparaturbeschreibung soll später in Terr. Magn. erfolgen. *H. Israël.*

**E. Medi.** Ricerche sulla ionizzazione prodotta dell'evaporazione dell'acqua. Lincei Rend. (6) 26, 159—165, 1937, Nr. 5/6. Zur Klärung der Frage der beim Verdampfen von Wasser auftretenden Ionisierung, die für die elektrischen Erscheinungen der Atmosphäre von Interesse ist, und über die bisher keine einheitlichen Ergebnisse vorliegen, wurden einige Untersuchungen durchgeführt. In einem Ofen von 470° C wurden Tropfen destillierten Wassers mit einem Volumen von  $\frac{1}{18}$  cm<sup>3</sup> verdampft und die Ionisierung der Luft unter Anwendung der notwendigen Vorsichtsmaßnahmen mit einer Durchströmungsmethode elektrometrisch gemessen. In der Luft entsteht ein Überschuß an positiven Ionen. Die mittlere Differenz zwischen positiven und negativen Ladungen bei der Verdampfung von 1 cm<sup>3</sup> Wasser beträgt  $54 \cdot 10^{-10}$  Coulomb. Wenn man den gleichen Wert auch für die langsame Verdampfung des Wassers annimmt, reicht die Aufladung zur Erklärung der Konstanz der negativen Ladung der Erde aus. Infolge des durch das Produkt des elektrischen Feldes mit der Leitfähigkeit gegebenen elektrischen Stromes erreicht in einem Jahre eine positive Elektrizitätsmenge von  $4,19 \cdot 10^{10}$  Coulomb die Erde. In der gleichen Zeit verdampft eine Wassermenge von  $3,75 \cdot 10^{20}$  cm<sup>3</sup>, die zur Aufrechterhaltung der negativen Ladung der Erde eine positive Elektrizitätsmenge von  $1,11 \cdot 10^{-10}$  Coulomb/cm<sup>3</sup> mit sich führen müßte. Dieser Wert ist kleiner als der bei den Verdampfungsversuchen beobachtete, so daß das elektrische Gleichgewicht tatsächlich durch die Verdampfung aufrecht erhalten werden kann. *Schön.*

**Shogo Namba, Ken-ichi Maeda and Hiroshi Yokoyama.** Measurement of the incident angle of downcoming waves. S.-A. Nippon Electr. Comm. Eng. 1936, 6S., Dez. (Electrot. Lab.) Mit Hilfe von drei übereinanderliegenden Antennen wird der Einfallswinkel der Wellen und der (gleich angenommene) Reflexionswinkel an der Erde bestimmt. Beschreibung der Antenne, der Ankopplung und Eichung. Messungen bei 13 Megahertz, der Einfallswinkel liegt für den deutschen Sender DHB (Nauen) bei 85°. *Riewe.*

**Balth. van der Pol und H. Bremmer.** Ergebnisse einer Theorie über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen über eine Kugel endlicher Leitfähigkeit. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 51, 181—188, 1938, Nr. 6. (Natuurk. Lab. Philips' Gloeilampenfabr. Eindhoven.) Verff. geben eine kurze Übersicht über die Ergebnisse ihrer (s. Phys. Ber. 18, 2487, 1937; 19, 652, 1938) ausführlich dargestellten Theorie der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen außerhalb einer homogenen Vollkugel endlicher Leitfähigkeit und

DK. Die Untersuchung setzt dabei den Außenraum als völlig leer voraus (Nichtberücksichtigung der Ionosphäre); sie bezieht sich auf den gesamten Wellenbereich von Bruchteilen eines Millimeters bis zu etwa 20 km, wobei die Fernschwellen (um 7 m) besonders eingehend berücksichtigt werden. Verff. geben eine knappe Darstellung der Grundzüge des mathematischen Apparates der Theorie, die von den Maxwellschen Gleichungen ausgeht. Die praktisch wichtigen Konsequenzen werden an Hand graphischer Darstellungen (Feldstärke als Funktion des Abstandes) anschaulich herausgestellt. Drei Hauptfälle werden untersucht: Sender und Empfänger unmittelbar auf der Kugel (Erdoberfläche), und Sender und Empfänger in endlicher Höhe über dem Erdboden. Ein Schatteneffekt, wenn der Empfänger unter dem Horizont liegt, tritt erst im Bereich der mm-Wellen auf. Bezüglich weiterer Ergebnisse s. Originalarbeit. *Hermann Schaefer.*

**F. W. G. White, H. F. Skey and M. Geddes.** Radio fadeouts, auroras and magnetic storms. *Nature* **142**, 289, 1938, Nr. 3589. (Univ. Coll. Canterbury; Magn. Obs. Christchurch; Winton, Southland.) Australische Beobachtungen der Perioden 20. bis 22. und 24. bis 26. Januar 1938. Am 20. von 21.00 Uhr GMT bis 23.05 Uhr keine Echos von der  $F_2$ -Schicht, Auroramaximum 21. um 9.45 Uhr, Auslöschung um 11.00 Uhr, der Abstand des ersten Echo-Verschwindens bis zum magnetischen Sturm am 20. um 2.40 Uhr beträgt etwa 30 Std. Am 25. Aurora und magnetischer Sturm ab 11.50 Uhr GMT, wahrscheinlich der Beginn der Störung auf der ganzen Welt. Am 26. wiederum Aurora von 9.00 Uhr. Keine Echos vom 25. um 21.00 Uhr ab bis 26. um 5.30 Uhr während der ganzen Beobachtungsdauer. Die ionosphärischen Bedingungen des Beobachtungsortes sind denen von Tromsö ähnlich. Betrachtungen über die Entstehung der Ionosphärenstörungen; 39 Std. scheinen zu groß für den Abstand zwischen Sonneneruption bis zum Aurorabeginn.

*Riewe.*

**Ken-ichi Maeda and Yukio Isagawa.** Abnormal ionization of the ionosphere at night. *S.-A. Nippon Electr. Comm. Eng.* 1936, 4S., Dez. (Electrot. Lab. Tokyo.) Verff. untersuchten den Frequenzbereich 1,5 bis 8 Megahertz. Ergebnisse: Die Echos der  $E$ -Schicht waren über einem ziemlich breiten Frequenzbereich vorhanden, die Höhe ist nicht immer konstant in Abhängigkeit von der Frequenz, Vielfachechos, die Höhe der  $F$ -Schicht ändert sich mit der Frequenz.

*Riewe.*

**E. O. Hulburt.** Seasonal Variation in  $F_2$  Ionization. *Phys. Rev.* (2) **53**, 670—671, 1938, Nr. 8. (Naval Res. Lab. Wash.) Verf. vergleicht die monatlichen Mittelwerte der mittäglichen Elektronendichte der  $F_2$ -Schicht in Washington ( $38^\circ N$ ) und Watheroo ( $30^\circ S$ ) für die Jahre 1934 bis 1938. Der bekannte Verlauf auf der nördlichen Halbkugel mit einem Sommerminimum und Wintermaximum zeigt auffallend ein kleines, aber regelmäßiges Winterminimum. Der Verlauf kann durch die zwei zum Teil entgegengesetzten Wirkungen der Sonnenhöhe verursacht sein: größere Sonnenhöhe vermehrt die Einstrahlung und damit die Ionisation, vermindert diese jedoch auch durch größere Erwärmung, stärkere Winde und stärkere Photodissoziation. Der Verlauf in Watheroo ist entgegengesetzt, nur ist das kleine Juli- (Winter-) Minimum viel stärker ausgeprägt. Zu bindenden Schlüssen der Verteilung der  $F_2$ -Ionisation fehlen Messungen unter kleinen nördlichen und großen südlichen Breiten.

*Riewe.*

**G. W. Kenrick, A. M. Braaten and J. General.** The relation between radio-transmission path and magnetic-storm effects. *Proc. Inst. Radio Eng.* **26**, 831—847, 1938, Nr. 7. (Univ. Puerto Rico, San Juan; Riverhead, L. I.) Verff. untersuchen die Empfangsmöglichkeiten einer nördlichen Station nahe New York und einer südlichen Station auf dem amerikanischen Teil der west-



indischen Inseln. Der südlichere Weg nach Europa (London) ist etwa 1000 Meilen weiter vom magnetischen Pol, der als das Störzentrum angesehen werden kann, entfernt. Der Empfang auf diesem Wege ist sehr viel weniger von Ionosphärenstörungen betroffen als der nördliche. Der Feldstärkegewinn beträgt im Mittel 10 db, im Maximum 21 db. Einige wenige Beobachtungen zeigen auch umgekehrtes Verhalten. Die vorliegenden Ionosphären Daten reichen zu einer genaueren Behandlung noch nicht aus. *Riewe.*

**Raymond Jouaust et Robert Bureau.** Les perturbations ionosphériques à début brusque. *Météor.* 1938, S. 1—33, Jan./Febr. Beobachtungen des nach dem Amerikaner Dellinger benannten Auslöschungseffektes auf langen Wellen. *Riewe.*

**Alexander Witting.** Ein Blitz aus heiterem Himmel. *Meteorol. ZS.* 55, 228, 1938, Nr. 6. (Dresden.) *Dede.*

**M. N. S. Immelman.** Point-discharge Currents during Thunderstorms. *Phil. Mag.* (7) 25, 159—163, 1938, Nr. 166. (Univ. Pretoria.) Während der Schönwetterperiode werden positive Ionen zur Erde hin und negative Ionen von der Erde weggetragen. Während der Schlechtwetterperiode, die in Pretoria meist mit Gewittern verbunden ist und die von etwa Oktober bis Februar dauert, treten umgekehrte Verhältnisse auf. Immelman hat vor allem 1933/34 und 1936/37 luftelektrische Messungen während der Regenzeit mit einem Mikrovoltmeter angestellt, das dem Instrument von Wormell sehr ähnlich ist. Dabei zeigten sich positive elektrische Ströme von der Erde aus im Mittel von 65 Millicoulomb für 1933/34 und von 57 Millicoulomb für 1936/37. Im Maximalfalle wurden 185 Millicoulomb erreicht. *Hänsch.*

**B. F. J. Schonland, D. B. Hodges and H. Collens.** Progressive lightning. V. A comparison of photographic and electrical studies of the discharge process. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 166, 56—75, 1938, Nr. 924. (Price Inst. Geophys., Johannesburg; Howard Coll. Durban; Victoria Falls a. Transvaal Power Co. Johannesburg.) Es wurden Blitzuntersuchungen mit einer rotierenden Kamera und gleichzeitiger Registrierung der elektrischen Störungen über eine Verstärkeranordnung in zahlreichen praktischen Fällen durchgeführt. Die Entladungen lassen sich nach besonderen Merkmalen, die an Hand der Registrierungen näher erläutert werden, in zwei Gruppen einteilen. *Schmerwitz.*

**Jean Bosler.** Courants telluriques et perturbations magnétiques. *C. R.* 206, 964—966, 1938, Nr. 13. Verf. legt dar, daß die Ansicht von Ch. Maurain, wonach die Beziehung des Erdstromes zu den erdmagnetischen Störungen noch einen erheblichen Betrag von Unklarheit aufweist, den Tatsachen nicht entspricht. In Hinblick auf die Registrierung der Variation des Erdstromes von Parc St. Maur in Ost-West- und Nord-Süd-Richtung und die entsprechenden Schwankungen der erdmagnetischen Elemente, der Deklination und der Inklination, kann sicher abgeleitet werden, daß die Bewegungen der Magnetnadel durch die Erdstromschwankungen in der gleichen Weise beeinflußt werden, wie es bei dem Versuch von Oerstedt geschieht. Hieraus ist zu schließen, daß der Erdstrom die Schwankungen des Feldes hervorruft. In diesem Falle handelt es sich jedoch nur um die plötzlichen individuellen Störungen des Magneten und nicht um die Gesamtheit der regulären täglichen, jährlichen oder säkularen Schwankungen, die wahrscheinlich anderen Einflüssen unterliegen. Scheinbare Widersprüche werden durch Meßschwierigkeiten aufgeklärt, oder wie bei den Registrierungen des Ebro-Observatoriums, die irrtümlicherweise umgekehrt reproduziert worden waren. *Schmerwitz.*

**Louis Éblé et Gaston Gibault.** Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1<sup>er</sup> janvier 1938. C. R. 206, 851, 1938, Nr. 11. Für die genannte Station sind sämtliche wichtigen Elemente des Erdmagnetismus für 1937,0 und 1938,0 in einer Tabelle zusammengestellt. Im Januar sind drei große magnetische Störungen verzeichnet worden. *Schmerwitz.*

**A. Lasserre.** Mesures de magnétisme terrestre en Algérie et dans les Territoires du Sud. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 42 S—43 S, 1938, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 415.] Für Algier und die französischen Südtterritorien ist eine Karte der Isogonen der magnetischen Deklination entworfen worden, von deren Vorlegung hier berichtet wird. Die Erläuterungen gehen vor allem auf die Reduktionsverfahren ein, nach denen die örtlich und zeitlich sehr verschiedenen Deklinationsbestimmungen aneinandergesetzt werden, um die wahrscheinlichsten Werte für die Bezugszeit 1931,0 zu geben. Anomalien in der Nähe des Küstengebietes des Mittelmeeres und einiger Gebirgsmassive sollen sehr deutlich hervortreten. *Schmerwitz.*

**Henri Brandstetter et Jean Lagrula.** Valeurs de l'inclinaison magnétique au Sahara et au Soudan. C. R. 206, 1829—1830, 1938, Nr. 24. Verff. geben eine Zusammenstellung der Ergebnisse von Inklinationsmessungen in der Sahara und im Sudan, die im Jahre 1937 bzw. 1938 mittels eines Nadelinstruments (Bussole Laderrière) an 19 Stationen ausgeführt wurden. Der mittlere Fehler wird mit etwa 2' angegeben. *A. Burger.*

**Max Toperczer.** Die säkulare Änderung der magnetischen Deklination in Österreich im Zeitraum 1930 bis 1935. Anz. Akad. Wien 1938, S. 35—36, Nr. 5. Auszug aus einem vorgelegten Bericht mit Angaben über die Säkularvariation, die sich auf Beobachtungen von fünf Stationen stützen. *Schmerwitz.*

**J. Bartels und G. Fanselau.** Der erdmagnetische Sturm vom 16. April 1938. Naturwissensch. 26, 296—298, 1938, Nr. 19. (Geophys. Inst. Potsdam.) Im derzeitigen Sonnenfleckennmaximum gelang die Aufzeichnung einer erdmagnetischen Störung, deren Ausmaß alle seit Bestehen des Potsdamer Erdmagnetischen Observatoriums (1890) registrierten Störungen weit übertraf. Während die üblichen täglichen Schwankungen z. B. in *D* (Deklination) einige Minuten betragen, beim Ausbruch von Störungen bis zu wenigen Graden anwachsen, wurde hier eine Amplitude von rund 5,5° erreicht:

	<i>D</i>	<i>H</i>	<i>Z</i>
Maximum . . . .	7° 52' W	18 960 $\gamma$	43 670 $\gamma$
Minimum . . . .	2° 24' W	17 060 $\gamma$	43 070 $\gamma$

Für *H* (Horizontalintensität) betrug die Amplitude über 10 % des Gesamtfeldwertes (für Potsdam-Niemegk etwa 0,18500  $\Gamma$  = 18500  $\gamma$ ). Interessant ist vor allem der kurze zeitliche Verlauf der Hauptstörung (etwa 2 Stunden). Die Extremwerte für *H* wurden sogar innerhalb 15 min erreicht! An Hand des von den Verff. wiedergegebenen Kurvenverlaufs vor und nach der Störung läßt sich der Charakter der sogenannten „Nachstörungen“ gut erkennen. Die physikalische Deutung erdmagnetischer Störungen liegt in der Annahme flächenhaft verteilter elektrischer Ströme in der Ionosphäre (über 100 km). Nach den Angaben der Verff. müssen diese Ströme unter Berücksichtigung des im Erdinnern induzierten Anteils und der Voraussetzung, daß diese Ströme eine Breite von mehreren hundert Kilometern haben, bei der Großstörung die Größenordnung von 1 Million Amp. erreicht haben. Zur Erklärung der Nachstörungen wird ein elektrischer „Ringstrom“ angenommen, dessen Abstand nach Störmer mit 60 Erdradien, nach S. Chapman hingegen mit nur wenigen Erdradien angegeben wird. Gesteigerte Sonnen-

tätigkeit bedingt entsprechende Veränderungen des „Ringstromes“ bzw. seines magnetischen Feldes. Letztes induziert seinerseits im Erdinnern sekundäre Ströme und beeinflusst damit die Richtung des erdmagnetischen Vektors. Auch in Kabelleitungen werden bei solchen Stürmen Ströme merklicher Größenordnung induziert, namentlich in der Nähe der Polarlichtzone. Zur Zeit der Großstörung wurde auch wiederum Polarlicht beobachtet.

*A. Burger.*

**René Bernard.** L'Observatoire de Tromsø et le réseau des stations aurorales norvégiennes. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 32 S., 1938, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 414.] Kurzer Vortragsbericht.

*H. Israël.*

**Carl Störmer.** Photographic measurements of the great aurora of January 25—26, 1938. Nature 141, 955—957, 1938, Nr. 3578. (Inst. Theor. Astrophys. Blindern, Oslo.) Während dieses Nordlichtausbruchs wurden von den Stationen in Südnorwegen insgesamt 1400 Aufnahmen gemacht. Die Aufnahmen begannen 18.16 Uhr und dauerten bis 6.07 Uhr GMT. Außerdem liegen 200 briefliche Beobachtungen vor. Obwohl das Material noch nicht ausgewertet ist, macht Verf. einige vorläufige Mitteilungen. Die untere Grenze des grünen Bogens lag bei 95 km Höhe. Die Fußpunkte der Strahlen bei 150 bis 200 km, ihre höchsten Punkte bei 500 bis 600 km. Die ganze Erscheinung lag im Erdschatten. Photo des Nordlichtes 21.40 Uhr und eine Karte seiner geographischen Verteilung. Mitteilung einer akustischen Erscheinung, eines Tones wie „brennendes Gras und Gisch“.

*Riewe.*

**J. Egedal.** La haute atmosphère et les aurores. Météorol. 1937, S. 301—303, Juli/Aug.

*Riewe.*

**Ernest Esclançon.** Sur l'aurore boréale du 12 mai 1938. C. R. 206, 1429, 1938, Nr. 20. Verf. weist darauf hin, daß das bekannte starke Nordlicht vom 11. bis 12. Mai 1938, das in England und in Deutschland beobachtet wurde, ebenfalls schwach in Paris zu sehen war.

*Frerichs.*

**Max Toperczer.** Die große magnetische Störung anlässlich des Nordlichtes vom 25. Jänner 1938. Anz. Akad. Wien 1938, S. 36—37, Nr. 5. Die Beträge und Zeiten der Einwirkung der großen Nordlichtstörung auf die erdmagnetischen Elemente, welche an der Station Wien-Auhof genau festgestellt wurden, werden hier mitgeteilt.

*Schmerwitz.*

**Georges Déjardin et René Bernard.** Les bandes de la molécule OH dans le spectre du ciel nocturne. C. R. 206, 1747—1749, 1938, Nr. 23. Aus dem Auftreten der Natriumlinien in den höheren Atmosphärenschichten muß auf die Anwesenheit von freien Natriumatomen geschlossen werden, die aus NaCl durch Dissoziation entstehen können. Diese Dissoziation kann z. B. durch atomaren Wasserstoff erfolgen. Der freie Wasserstoff kann nach der Annahme von Bernard durch Dissoziation der Wasserdampf-moleküle  $H_2O \rightarrow HO + H$  unter dem Einfluß metastabiler Stickstoffmoleküle entstehen. Nach dieser Annahme müßte sich also OH an den OH-Banden im ultravioletten Teil des Nachthimmelleuchtens nachweisen lassen. Die Verff. zeigen, daß im Wellenlängenbereich 3060 bis 3245 Å und 3420 bis 3520 Å alle bekannten Nachthimmellinien sich bis auf die Ausnahme von dreien als Banden des OH-Moleküls deuten lassen.

*Frerichs.*

**J. Cabannes, J. Dufay and J. Gauzit.** Sodium in the high atmosphere. Nature 141, 1054, 1938, Nr. 3580. (Univ. Paris; Obs. Lyon.) Bemerkungen bezüglich der Priorität der Entdeckung der D-Linien des Natriums im Dämmerungs- und Nachthimmelslicht. Verff. legen Wert auf die Feststellung, daß die Entdeckung und Veröffentlichung gleichzeitig mit der von R. Bernard erfolgt ist. *H. Israël.*



**René Bernard et Georges Déjardin.** A propos de la présence du sodium dans la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 97 S—98 S, 1938, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 420.] Kurze Darstellung der Entstehungsmöglichkeit von Natriumdampf terrestrischen Ursprungs in 60 km Höhe (s. Phys. Ber. 19, 1969, 1938) und Stellungnahme zu den Schlußfolgerungen von Cabannes, Dufay und Gauzit (s. Phys. Ber. 19, 1969, 1938) über das atmosphärische Natrium. *H. Israël.*

**René Bernard.** Possible presence of metastable atoms of nitrogen ( $^2P$ ) in the high atmosphere. Nature 141, 1140, 1938, Nr. 3582. (Inst. Phys. génér. Univ. Lyon.) Bei den hundert Spektrogrammen des Nachthimmlichtes, die 1937 in Tromsø aufgenommen wurden, ist das Spektrum des hellen Teils der Aurora stets gleichmäßig aufgebaut und enthält außer den roten und grünen Linien des OI die Banden der drei Stickstoffsysteme ( $N_2^+$ ,  $N_2\ 1\ P$ ,  $N_2\ 2\ P$ ). Auch bei Überexposition werden keine weiteren Emissionen beobachtet. Durch Elektronenstoß mit geeigneten Geschwindigkeiten kann diese Leuchterscheinung reproduziert werden. In einigen diffusen Aurora-Erscheinungen treten jedoch noch zahlreiche andere Emissionen auf, vor allem die Vegard-Kaplan-Banden und die Linie 3470,3 Å, die nicht mit der Bande bei 3469 Å verwechselt werden kann, und die dem Übergang  $^2P \rightarrow ^4S$  des Stickstoffatoms zuzuordnen ist. Das gleichzeitige Auftreten mit den Vegard-Kaplan-Banden spricht für einen gemeinsamen Ursprung, der dann gegeben ist, wenn gleichzeitig metastabile Atome und Moleküle des Stickstoffs in der oberen Atmosphäre angenommen werden. Die Linie  $^2P \rightarrow ^2D$  ( $\lambda = 10\ 400\ \text{Å}$ ), die gleichzeitig stark auftreten müßte, liegt in einem bisher noch nicht untersuchten Bereich dieses Leuchtens, die weniger wahrscheinliche Linie  $^2D \rightarrow ^4S$  ( $\lambda = 5206\ \text{Å}$ ) ist bisher nicht beobachtet worden. Man muß also zur Zeit im Nachthimmel zwei Vorgänge unterscheiden und eine Elektronenstoßanregung für die permanenten und ein Nachleuchten ähnlich wie das von Kaplan beobachtete für die oben beschriebenen Leuchterscheinungen annehmen.

*Schön.*

**Joseph Kaplan.** A new nitrogen line. Nature 141, 1139—1140, 1938, Nr. 3582. (Dep. Astron. a. Phys. Univ. Calif., Los Angeles.) Die bei Untersuchungen des Nachleuchtens von Stickstoff bei höheren Drucken beobachtete Linie bei 3471 Å, die versuchsweise dem Übergang  $^2P \rightarrow S$  zugeschrieben wurde (s. Phys. Ber. 19, 2210, 1938), wurde in Abhängigkeit von der Reinheit des Stickstoffs und des Druckes untersucht. Mit zunehmender Reinheit und zunehmendem Druck nimmt ihre Intensität zu. Ihre Intensität verläuft also parallel zu der der Vegard-Kaplan-Banden. Diese Druckabhängigkeit überrascht insofern, als die analogen verbotenen Linien des Sauerstoffs mit abnehmendem Druck größer werden. Wahrscheinlich ist dies der Grund dafür, daß diese Linie bei Himmelskörpern nicht beobachtet wird. Außerdem folgt aus diesen Ergebnissen, daß im Nachthimmellicht die Vegard-Kaplan-Banden und die Linie 3471 Å in der unteren Atmosphäre, etwa in 50 km Höhe, emittiert werden. Die Abhängigkeit von der Reinheit des Stickstoffs spricht für die ursprüngliche Zuordnung.

*Schön.*

**Bruno Rossi.** Le attuali conoscenze sperimentali sulla radiazione cosmica. Cim. (N.S.) 15, 43—65, 1938, Nr. 1. (Padova.) Zusammenfassende Darstellung, welche besonders die Zusammensetzung der Primärstrahlung mit Bezug auf die Theorie von Bhabha und Heitler berücksichtigt. *E. Regener.*

**J. Meixner.** Zur Statistik der Zählrohrimpulse. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 19, 31—32, 1938, Nr. 1. (Gießen.) Wegen des begrenzten Auflösungsvermögens einer Zählordnung wird bei statistisch verteilten Impulsen (Ultrastrahlung oder langlebiges radioaktives Präparat) die mittlere Impulszahl  $n$  in

einem Zeitintervall  $t$  nicht mehr gleich dem Quadrat der mittleren Schwankung  $\varepsilon$ . Es gilt vielmehr für die beobachteten Größen  $\varepsilon'$ ,  $n'$  angenähert  $\varepsilon'^2 = n' - 2\tau/t \cdot n'^2$ , wobei  $\tau$  der (Zeit-)Abstand ist, bei dem zwei aufeinanderfolgende Impulse gerade noch getrennt gezählt werden können. — Die Versuche von Schüttlöffel (Phys. Ber. 19, 619, 1938) erbringen nach Ausführung der oben angegebenen Korrektur den Nachweis des statistischen Charakters des radioaktiven Zerfalls. *Juifls.*

**Carl Eckart and Francis R. Shonka.** Accidental coincidences in counter circuits. Phys. Rev. (2) 53, 752—756, 1938, Nr. 9. (Ryerson Lab. Univ. Chicago.) Die Zahl der zufälligen  $n$ -fach-Koinzidenzen in einer Zählverstärkeranordnung setzt sich zusammen aus den Koinzidenzen erster Art, d. h. denen die durch Zusammenreffen von  $n$  Ereignissen aus den  $n$  in keinerlei ursächlichem Zusammenhang stehenden Systemen von Ereignissen entstehen, den Koinzidenzen zweiter Art, bei denen je eine 2-fach-Koinzidenz systematisch ist und die übrigen  $n - 2$ -Ereignisse untereinander und mit der auftretenden 2-fach-Koinzidenz in keinerlei ursächlichem Zusammenhang stehen, usf. bis zu den Koinzidenzen  $(n - 1)$ -Art. Die Berechnung der Anzahl der Koinzidenzen erster Art ergibt sich zu

$$A_{1, 2, \dots, n} = (N_1 \tau_1 \cdot N_2 \tau_2 \cdot \dots \cdot N_n \tau_n) (1/\tau_1 + 1/\tau_2 + \dots + 1/\tau_n),$$

wobei  $N_i$  die Zahl der Impulse des  $i$ -ten Systems (Zähler) und  $\tau_i$  die zugehörigen Impulslängen (in den Eingangsstufen) bedeuten. Die Koinzidenzen höherer Art lassen sich auf Grund dieser Formel leicht ableiten. Die errechnete Zahl der Zufallskoinzidenzen wird experimentell geprüft. *Juifls.*

**Eric Rodgers.** Probable errors in counts from Geiger-Müller counters. Phys. Rev. (2) 53, 850, 1938, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Alabama.) Wenn  $N$  eine große Zahl statistisch verteilter Ereignisse ist, so wird das Resultat im allgemeinen (also unter der Annahme einer Poissonschen Verteilung) als  $N \pm N^{1/2}$  angegeben. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die gemessene Zahl um nicht mehr als  $x$  von dem „wahren“ Wert  $x$  abweicht, liegt für großes  $x$  zwischen  $(2/\pi e)^{1/2}$  und  $(2/\pi)^{1/2}$ . Es darf nicht ohne weiteres bei einem einzigen Versuch (auch bei vielen gezählten Impulsen) die Quadratwurzel aus der gemessenen Zahl als der wahrscheinliche Fehler angesetzt werden. *Juifls.*

**Hannes Alfvén.** A simple scale-of-two counter. Proc. Phys. Soc. 50, 358—359, 1938, Nr. 3 (Nr. 279). Ein Zweifach-Frequenzuntersetzer wird angegeben, der gegenüber dem im Prinzip ähnlichen Untersetzer von Lewis (Phys. Ber. 19, 1039, 1938) den Vorteil des Fortfalls der Trockengleichrichter aufweist. Arbeitsweise und Schaltung der Anordnung werden angegeben. *Juifls.*

**Serge Gorodetzky.** Dispositif permettant d'améliorer le fonctionnement des sélecteurs à coïncidences multiples. C. R. 207, 57—58, 1938, Nr. 1. Bei den bisherigen Koinzidenzverstärkern sind die Versuchsbedingungen sehr ungünstig in bezug auf die Aussiebung der Koinzidenzen. Der Grund ist darin zu suchen, daß der gemeinsame Ableitwiderstand der Mischstufe nicht ein rein Ohmscher Widerstand ist, sondern eine beträchtliche Kapazität und Selbstinduktion hat. Die theoretisch günstigen Aussiebungsbedingungen für Koinzidenzen werden so keinesfalls erreicht. Es wird zur wesentlichen Verbesserung vorgeschlagen, den Gitterwiderstand als Potentiometer zu schalten und so die Impulsgröße in der Eingangsstufe auf etwa ein Zehntel der bisherigen Größe herabzusetzen. *Juifls.*

**Roland Maze.** Étude d'un appareil à grand pouvoir de résolution pour rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 162—168, 1938, Nr. 4. (Lab. Chim. Phys. Fac. Sc.) Ein neuer Verstärker zur Registrierung

von Zählrohrkoinzidenzen wird eingehend beschrieben. Die Zählrohrentladungen werden durch ein modifiziertes Neher-Harper-Verfahren gelöscht. Durch die Verwendung von Drosselspulen als Kopplungselemente wird das Auflösungsvermögen auf  $5 \cdot 10^{-6}$  sec gebracht. *A. Ehmert.*

**Marietta Blau und Hertha Wambacher.** Vorläufiger Bericht über photographische Ultrastrahlenuntersuchungen nebst einigen Versuchen über die „spontane Neutronenemission“. Auftreten von H-Strahlen ähnlichen Bahnen entsprechend mehreren Metern Reichweite in Luft. Sitzungsber. Akad. Wien 146 (2a), 469—477, 1937, Nr. 7/8. Vgl. Phys. Ber. 19, 479, 1938.

**Marietta Blau und Hertha Wambacher.** II. Mitteilung über photographische Untersuchungen der schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung. Einzelbahnen und Zertrümmerungssterne. Ebenda S. 623—641, Nr. 9/10. Vgl. Phys. Ber. 19, 1378, 1938. *Dede.*

**Paul Ehrenfest.** Sur deux clichés de rayons cosmiques pénétrants obtenus dans le champ magnétique de Bellevue, et l'existence d'une particule lourde. C. R. 206, 428—430, 1938, Nr. 6. Mit zwei übereinander angeordneten, zählrohrgesteuerten und in einem Feld bis zu 15 000 Gauß arbeitenden Nebelkammern wurden folgende Beobachtungen gemacht: 1. Ein negativ geladenes Teilchen von  $7,5 \cdot 10^6$  e-V verlor in 9 cm Blei zwischen den Kammern ein Drittel seiner Energie und erzeugte in der Wand der unteren Kammer einen Schauer. 2. Ein negativ geladenes Teilchen mit  $H \cdot \rho = 1,9 \cdot 10^6$  Gauß · cm war wesentlich stärker ionisierend als ein wahrscheinlich von ihm ausgelöstes Teilchen mit positiver Ladung und  $H \cdot \rho = 1,6 \cdot 10^6$  Gauß · cm. Es kann als Teilchen mit etwa 200 facher Elektronenmasse aufgefaßt werden. *A. Ehmert.*

**D. K. Froman.** Note on „The altitude effect on the specific ionizing power and zenith angle distribution of cosmic rays“, by Darol K. Froman and J. C. Stearns. Canad. Journ. Res. (A) 16, 105, 1938, Nr. 5. (Macdonald Coll.) Vgl. Phys. Ber. 19, 1659, 1938. *Dede.*

**S. E. Forbush.** On Sidereal Diurnal Variation in Cosmic-Ray Intensity. Phys. Rev. (2) 52, 1254, 1937, Nr. 12; 53, 682—683, 1938, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Carnegie Inst. Wash.) Die laufenden Intensitätsregistrierungen zweier Stationen mit Compton-Bennett-Ionisationskammern wurden auf eine sternzeitliche 24stündige Periode untersucht, wie sie nach Compton und Gettings erwartet wird. Das 595 bzw. 396 Tage umfassende Material reicht zur Sicherstellung einer solchen Periode nicht aus. *A. Ehmert.*

**Pierre Auger, Raymond Maze et Mme Thérèse Grivet-Meyer.** Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrants. C. R. 206, 1721—1723, 1938, Nr. 23. Die in der Atmosphäre erzeugten Schauer werden mit Zählrohren von 150 cm<sup>2</sup> Oberfläche untersucht und festgestellt, daß noch Dreifachkoinzidenzen auftreten (0,7 in der Stunde), wenn die Zählrohre 5 m horizontal voneinander entfernt unter einem ganz dünnen Dach (1 cm Wasseräquivalent) im Freien aufgestellt sind. Die Garben aus der Luft können also mehr als 25 m<sup>2</sup> Oberfläche bedecken. Abdeckung der Zählrohre mit Blei (bis zu 15 cm) zeigt, daß es sich um sehr harte Garben, wahrscheinlich um solche von kleinem Öffnungswinkel (zweites Maximum der Rossi-Kurve) handelt. *E. Regener.*

**Pierre Auger et Mme Grivet Meyer.** Effets secondaires des rayons cosmiques à l'air libre et en sous-sol. C. R. 204, 572—573, 1937,



Nr. 8. Die Abhängigkeit der Anzahl der Ultrastrahlungsschauer von der durchgesetzten Bleidicke (0 bis 60 mm Pb) zeigt in Seehöhe bei etwa 20 mm ein Maximum und fällt dann exponentiell ab, während bei Messungen unter der Erde (30 bzw. 75 m Wasseräquivalent) übereinstimmend bei etwa 10 mm das Maximum erreicht ist und die Schauerintensität mit wachsender Bleidicke kaum abnimmt (Sättigungskurve). *Juiffs.*

**K. Schmeiser und W. Bothe.** Die harten Ultrastrahlungsschauer. Ann. d. Phys. (5) 32, 161—177, 1938, Nr. 1/2. (Inst. f. Phys. Kaiser Wilhelm-Inst. Heidelberg.) Mit Zählrohranordnungen wurde für Schauer die Abhängigkeit der Rossi-Kurve vom Streumaterial und vom Divergenzwinkel der Strahlen untersucht und in weiteren Meßreihen die Absorbierbarkeit der Schauerstrahlen in den einzelnen Fällen erforscht. Neben den bekannten Schauern aus leicht absorbierbaren Teilchen mit großem Divergenzwinkel kommt eine weitere Art von Schauern vor, deren wenige Strahlen mehrfach größeres Durchdringungsvermögen besitzen und nur über kleine Winkel streuen. Sie können im Material wieder weiche Schauer auslösen und sind für das zweite Maximum in der Rossi-Kurve verantwortlich. Die Intensität dieser Schauer ist vom Streumaterial weniger abhängig (etwa  $Z$  proportional). Aus Messungen mit Vorfilterung der Strahlung geht hervor, daß die harten Schauer vorwiegend von der harten Komponente der Ultrastrahlung ausgelöst werden, während die gewöhnlichen Schauer hauptsächlich auf die weichen Komponente zurückzuführen sind. *A. Ehmert.*

**William P. Jesse and Richard L. Doan.** The rate of production of very large cosmic-ray bursts as a function of lead shielding thickness. Phys. Rev. (2) 53, 691—693, 1938, Nr. 9. (Ryerson Lab. Univ. Chicago; Philipps Petrol. Co., Bartlesville.) Mit zwei Compton-Bennett-Ionisationskammern (35 cm Durchmesser, 50 Atm. A und 125 cm dicke Stahlwand) wurde die Häufigkeit großer Hoffmannscher Stöße mit (23 bis 400)  $\cdot 10^6$  Ionenpaaren in Abhängigkeit von der Dicke eines Bleibelags über der Kammer untersucht. Die Stoßhäufigkeit hat bei 3 cm Bleidicke ein Maximum. *A. Ehmert.*

**W. Heitler.** Showers produced by the penetrating cosmic radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) 166, 529—543, 1938, Nr. 927. (Univ. Bristol.) Verf. zeigt, daß nach der gemeinsam mit Fröhlich und Kemmer entwickelten Theorie des schweren Elektrons (vgl. diese Ber. S. 2020) beim Durchgang schwerer Elektronen ( $Y$ ) durch Materie mehrere Arten von Schauerbildung möglich sind: 1.  $Y^+ + N = P + h\nu$ ; das Lichtquant löst Kaskadenschauer aus. 2. Mehrfache Prozesse der Art  $Y^+ + N = P + Y^+ + Y^-$  und höherer Ordnung, wobei durchdringende Teilchen ebensolche Schauer erzeugen. 3. In einem schweren Kern wird durch den Prozeß  $Y^+ + N = P$  die Energie von  $Y^+$  frei gemacht und zur Auslösung von Neutronen und Protonen (Protonenschauer), gegebenenfalls auch von Elektronen und schweren Elektronen, benutzt. Der Umkehrprozeß von 1. führt zur Erzeugung von schweren Elektronen; sein Wirkungsquerschnitt ist von solcher Größenordnung, daß durch ihn alle am Meeresspiegel beobachteten schweren Elektronen erklärt werden können. Da die verwendete Theorie nur für Energien bis etwa  $\mu c^2 = 10^8$  Volt ( $\mu$  = Masse des schweren Elektrons) gültig ist, haben die Ergebnisse nur qualitative Bedeutung. *Henneberg.*

**J. Barnóthy and M. Forró.** On the penetrating component of the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 53, 848, 1938, Nr. 10. (Inst. Exper. Phys., Univ. Budapest.) Der Kurve der Schaueranzahl (Messungen verschiedener Autoren) in Abhängigkeit von der Mächtigkeit des durchgesetzten Absorbers in  $m$ -Wasseräquivalent (lg-lg-Skala) zeigt bei 10 bis 20 m und etwa bei 250 m Wasseräquivalent

zwei Knicks. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Wilson (Phys. Ber. 19, 1385, 1938) wird angenommen, daß ab 10 bis 20 m Wasseräquivalent die beobachteten Schauer in der Hauptsache durch schwere Elektronen, ab 250 m Wasseräquivalent durch Neutrinos erzeugt werden. *Juif/s.*

**L. W. Nordheim.** A new analysis of cosmic radiation including the hard component. Phys. Rev. (2) 53, 694—706, 1938, Nr. 9. (Duke Univ. Durham.) Vgl. Phys. Ber. 19, 1659, 1938.) *A. Ehmert.*

**Hans Euler.** Zur Diskussion der Hoffmannschen Stöße und der durchdringenden Komponente in der Höhenstrahlung. Naturwissenschaft. 26, 382—383, 1938, Nr. 23. (Inst. f. theoret. Phys. Leipzig.) Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse einer demnächst erscheinenden theoretischen Untersuchung des Verf. Durch ihre verschiedene Materialabhängigkeit unterscheiden sich zwei Gruppen von Hoffmannschen Stößen: 1. Kaskaden und 2. explosionsartige Stöße nach Heisenberg. Es ist wahrscheinlich, daß bei den letzteren vorwiegend schwere Elektronen mit einer mittleren Energie von  $(2 \pm 1) \cdot 10^8$  e-V entstehen. Die untersuchten Wirkungen der kosmischen Ultrastrahlung werden auf drei Teilchengruppen zurückgeführt, deren Energiespektren als Funktionen der Absorbertiefe berechnet und angegeben werden: 1. Ein aus dem Weltraum einfallendes Elektronenspektrum, welches mit der von Carlson und Oppenheimer und von Bhabha und Heitler untersuchten weichen Komponente identisch ist. 2. Eine durchdringende Komponente, bestehend aus in der Atmosphäre sekundär erzeugten schweren Elektronen, für welche aus dem empirisch ermittelten Intensitätsverhältnis der Komponente eine mittlere Zerfallszeit von  $2 \cdot 10^{-8}$  sec berechnet wird. 3. Eine weitere Elektronenkomponente, welche durch spontanen Zerfall der schweren Teilchen entsteht. *A. Ehmert.*

**Dale R. Corson and Robert B. Brode.** The specific ionization and mass of cosmic ray particles. Phys. Rev. (2) 53, 773—777, 1938, Nr. 10. (Dep. Phys. Univ. California, Berkeley.) Nach 120 Nebelkammeraufnahmen von Ultrastrahlungsteilchen wurde durch Auszählen der Tröpfchen und durch Krümmungsmessung die Gültigkeit einer theoretisch abgeleiteten Formel für den Zusammenhang zwischen magnetischer Steifigkeit und spezifischer Ionisation für den Bereich  $10^3 \leq H \cdot \rho \leq 2 \cdot 10^5$  bestätigt. Insbesondere wurde das nach der Formel zu erwartende Minimum der spezifischen Ionisation beobachtet. Diese Ergebnisse werden benutzt, um für mehrere, teils vom Verf., teils von anderen Autoren angenommene Bahnen stark ionisierender Ultrastrahlungsteilchen die Teilchenmasse zu berechnen. Mit einer Ausnahme deuten diese auf eine bestimmte Teilchenmasse der  $(250 \pm 50)$ -fachen Elektronenmasse. *A. Ehmert.*

**E. J. Williams and E. Pickup.** Heavy electrons in cosmic rays. Nature 141, 836, 1938, Nr. 3575. In der früheren Notiz (diese Ber. S. 1976) sind in der vierten Reihe der dort angegebenen Tabelle für das Moment der vier Teilchen *a*, *b*, *c* und *d* statt wie irrtümlich angegeben 66, 110, 95 und 73 die Zahlen 65, 107, 86 und 67 einzusetzen. Die Massen in der letzten Reihe sind nach den richtigen Werten berechnet. *A. Ehmert.*

**L. W. Nordheim and E. Teller.** On the production of heavy electrons. Phys. Rev. (2) 53, 937—938, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.; George Washington Univ.) Nach Yukawa kann man die schweren Elektronen beim Durchgang von energiereichen Protonen oder Neutronen durch Materie entstanden denken. Eine relativistisch invariante Theorie kann ähnlich wie die gewöhnliche Strahlungstheorie entwickelt werden; das Kernpotential kann man von der Form  $(G/r) \exp(-r \mu c/\hbar)$ , also als abgeschirmtes Coulomb-Feld wählen. Die

Wahrscheinlichkeit der Emission und Streuung (Compton-Effekt) erhält man qualitativ aus den Formeln der Strahlungstheorie durch die Übergänge  $e^2/hc \rightarrow G^2/hc$  und  $e^2/mc^2 \rightarrow G^2/Mc^2$  ( $M =$  Protonenmasse). Bei der Durchrechnung nach der Pauli-Weisskopfschen Wellengleichung ergeben sich noch weitere Unterschiede. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung und Streuung schwerer Elektronen ist nach dieser Theorie viel zu klein, um die große Zahl dieser Teilchen in der kosmischen Strahlung zu erklären.

Henneberg.

**Jean-Louis Destouches.** Remarques sur l'électron lourd. C. R. 206, 1095—1097, 1938, Nr. 14. Nishina, Takeuchi und Ichimya (vgl. Phys. Ber. 19, 769, 1938) haben in der Wilson-Kammer ein „schweres Elektron“ beobachtet, dessen Masse sich aus dem Energieverlust beim Durchlaufen einer 3,5 cm starken Bleiplatte zu  $1/7$  bis  $1/10$  Protonenmasse ergibt. Verf. weist nun darauf hin, daß Messungen von Leprince-Ringuet (vgl. Phys. Ber. 18, 1913, 1937) über die Bremsung von schnellen Höhenstrahlen Teilchen in einer 14 cm starken Bleiplatte im Einklang stehen mit dem Ionisationsverlust für ein einfach geladenes Teilchen mit  $1/8$  Protonenmasse. Weiterhin behandelt der Verf. die Frage des mutmaßlichen Spins der schweren Elektronen im Zusammenhang mit dem Vorgang der Vernichtung der Teilchen.

Jaeckel.

**E. Stuhlinger.** Das Ionisierungsvermögen kosmischer Ultrastrahlen. ZS. f. Phys. 108, 444—453, 1938, Nr. 7/8. (Charlottenburg.) Mit Hilfe eines argongefüllten Multiplikationszählrohres, das sich zwischen drei gewöhnlichen im Dreieck bzw. in einer Linie aufgestellten Zählrohren befand, konnte das Ionisierungsvermögen sowohl einzelner Schauerstrahlen, wie einzelner Primärstrahlen bestimmt werden. Der angeschaltete Röhrenverstärker erlaubte eine solche Verstärkung der Impulse des Multiplikationszählers, daß eine Registrierung mit einem Schleifengalvanometer auf einer rotierenden Filmtrommel möglich war. Die Eichung des Multiplikationszählrohres geschah mit  $\alpha$ -Strahlen und Photoelektronen, deren Ionisation im Multiplikationszählrohr bekannt war. Die bei Dreieckschaltung hinter 1,6 cm Pb erhaltene Kurve zeigt Maxima im Ionisierungsvermögen, die Einfach-, Doppel-, Dreifachstrahlen usw. zugeordnet werden können. Es ergibt sich das Ionisierungsvermögen eines Schauerstrahles zu 70 Ionenpaaren pro cm in Argon, bzw. 50 Ionenpaare pro cm in Luft. Auch die Häufigkeitsverteilung der Schauer nach ihrer Größe kann angegeben werden. Die Kurve für die Primärstrahlen wurde durch Zwischenschalten von 7,5 cm Pb zwischen die Zählrohre erhalten. Sie ergibt für die Primärstrahlen ein Ionisierungsvermögen von 30 bis 35 Ionenpaaren pro cm in Luft.

E. Regener.

**Victor F. Hess, A. Demmelmaier and R. Steinmaurer.** Relations between terrestrial magnetism and cosmic-ray intensity. S.-A. Terr. Magn. 43, 7—14, 1938, Nr. 1. (Phys. Inst. Univ. Graz.)

**Victor F. Hess, A. Demmelmaier und R. Steinmaurer.** Über Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung. Anz. Akad. Wien 1938, S. 30—31, Nr. 4; auch Wiener Ber. 147 [2a], 89—100, 1938, Nr. 3/4. Zwischen der erdmagnetischen Horizontalintensität  $H$  und der mit einem gepanzerten Steinke-Apparat gemessenen Ultrastrahlung  $J$  bestehen mehrere zum Teil entgegengesetzte Beziehungen, so daß die nichtperiodischen Schwankungen beider Größen von Tag zu Tag manchmal parallel, manchmal antiparallel gehen können. Die Analyse der Registrierungen von März 1936 bis März 1937 ergibt vier verschiedene erdmagnetische Effekte auf die Ultrastrahlung. Im Mittel eines Jahres überwiegt die negative Korrelation. Sehr deutlich (Korrelationskoeffizient  $= -0,901 \pm 0,039$ ), aber von kleiner Amplitude ( $-0,2\% J$  entsprechend  $1\gamma$ ) ist der bereits mehrfach bestätigte Antiparallelismus von  $J$  und  $H$ .



im täglichen Mittel. Einen noch stärkeren negativen Effekt ( $-1\text{‰ } J$  entsprechend  $1\gamma$ ) weist im Beobachtungsjahre der jahreszeitliche Gang beider Größen auf. Stark positiv ( $+0,57\text{‰ } J$  entsprechend  $1\gamma$ ) ist aber die Beziehung zwischen  $J$  und  $\gamma$  an magnetisch gestörten Tagen (vgl. die nachstehenden Reff.). Die Erklärung der Erscheinungen durch den magnetischen Ringstrom wird in der englischen Arbeit näher diskutiert. Dort sind Ergebnisse auch in Kurvenform gegeben.

*E. Regener.*

**Victor F. Hess, R. Steinmaurer and A. Demmelmair.** Cosmic Rays and the Aurora of January 25—26. *Nature* **141**, 686—687, 1938, Nr. 3572. (Hafelekar Obs. Innsbruck; Phys. Inst. Univ. Graz.) Wie schon in früheren Fällen beobachtet, ist auch bei dem Nordlicht vom 25. bis 26. Januar 1938 — und diesmal besonders deutlich — mit der Abnahme der magnetischen Horizontalintensität eine Abnahme der Stärke der Ultrastrahlung verbunden. Der Korrelationskoeffizient zwischen der auf dem Hafelekar mit dem Steinke-Apparat hinter 7 cm Fe und 10 cm Pb registrierten Ultrastrahlung und der in Wien registrierten magnetischen Horizontalintensität ist  $+0,72$ . Die Verminderung der Ultrastrahlungsintensität kann durch die Verstärkung des magnetischen Ringstromes der Erde während einer Sonnen-eruption erklärt werden.

*E. Regener.*

**J. Clay and E. M. Bruins.** Magnetic storm and variation of cosmic rays. *Proc. Amsterdam* **41**, 215—216, 1938, Nr. 3. Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung während des magnetischen Sturmes vom 24. bis 26. Januar 1938 mit drei argongefüllten Ionisationskammern hinter 12 cm, bzw. 110 cm Eisenpanzer. Während in der Regel an magnetisch. gestörten Tagen eine Verminderung der Ionisation beobachtet wird, tritt bei dem diesjährigen Januar-Sturm vor der Abnahme ein Anstieg der Ionisation auf, der hinter 12 cm Fe etwa 3% beträgt, während das spätere Minimum etwa 6% unter den Normalwert geht. Das anfängliche Maximum und das spätere Minimum erscheinen in verringertem Ausmaße auch hinter 110 cm Fe.

*E. Regener.*

**J. Clay.** Die Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung und durch Gammastrahlung. *ZS. f. Phys.* **109**, 477—484, 1938, Nr. 7/8. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Ionisierungsstärken durch Ultra- und  $\gamma$ -Strahlung werden auf den Sättigungswert mit Hilfe der Zanstraschen Formel für das Feld  $\infty$  extrapoliert. Die Annäherung der Meßwerte an die vollkommene Sättigung ist unabhängig von der Intensität der Strahlung, aber abhängig von der spezifischen Ionisation, also für kosmische,  $\gamma$ - und Röntgenstrahlen verschieden voneinander. Die Druckabhängigkeit des Sättigungswertes ist ebenfalls für beide Strahlungen unterschiedlich. Während unterhalb des jeweiligen kritischen Druckes die Sättigung dem Druck proportional ist, kommt für höhere Drucke der konstante Anteil ( $B$ ) der aus den Wänden stammenden Elektronen hinzu:  $I = Ap + B + Cp$ , wobei  $A$ ,  $B$  und  $C$  von der Gasfüllung und vom Wandmaterial abhängen und für Ultra- und  $\gamma$ -Strahlen verschieden sind. Die Ionisation durch Ultrastrahlung wird proportional der Dichte (Juifls und Masuch), die durch  $\gamma$ -Strahlung proportional dem Quadrat der Atomnummer gefunden.

*Juifls.*

**A. B. Werigo.** Die Ergebnisse der Untersuchungen der kosmischen Strahlen beim Aufstieg des Stratostaten „USSR-I bis“ am 26. Juni 1935. *Natur (russ.)* **26**, Nr. 8, S. 16—29, 1937. Die Untersuchung der kosmischen Strahlen mit verschiedenen Elektrometerarten während des Stratosphärenfluges bis zu einer Höhe von 16 km ergab einen kontinuierlichen Anstieg der Intensität der Höhenstrahlen mit zunehmender Höhe. Bei 16 km Höhe wurde eine Intensität der Höhenstrahlen von im Mittel  $349 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$  festgestellt. Der Wert des Massenabsorptionskoeffizienten für Luft ergab sich zu  $4,04 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^{-2}$ ,

für Pb  $3,90 \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> (unsicher). Weiter konnte in der Zusammensetzung der Strahlung in einer Höhe von 16 km kein prinzipieller Unterschied gegenüber geringen Höhen beobachtet werden.

\*Klever.

**C. Graef and S. Kusaka.** On periodic orbits in the equatorial plane of a magnetic dipole. Journ. Math. Phys. 17, 43—54, 1938, Nr. 1. (Mass. Inst. Technol.) Verff. berechnen die periodischen Bahnen eines geladenen Teilchens in der Äquatorebene eines magnetischen Dipols. Als Parameter der Bewegung dient die Größe  $\gamma_1$ , die von Störmer eingeführt wurde und der halben axialen Komponente des Drehimpulses des Teilchens im Unendlichen gleich ist. Es wird gezeigt, daß es begrenzte Bewegungsgebiete nur für  $\gamma_1 \gg 1$  gibt und daß geschlossene periodische Bahnen in einem begrenzten Gebiet für eine abzählbare Menge von  $\gamma_1$ -Werten vorhanden sind, während für alle anderen Werte von  $\gamma_1$  die Bahnen bedingt periodisch sind. In dem unbegrenzten Gebiet ist die Bewegung für jeden Wert von  $\gamma_1$  unbegrenzt. Es werden auch einige Eigenschaften dieser Bahnen untersucht und die asymptotischen Bewegungen diskutiert. *Henneberg.*

**Helga Meyer.** Die photometrische Bestimmung des Kupfers im Seewasser. Ann. d. Hydrogr. 66, 325—330, 1938, Nr. 7. (Hydrogr.-Chem. Abt. Inst. Meereskde. Kiel.)

*Dede.*

**J. Proudman.** On tidal variations of temperature in the Irish Sea. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 373—386, 1938, Nr. 5. Von 1907 bis 1914 sind an sechs Stationen der Irischen See zweimal täglich Messungen der Wassertemperatur angestellt worden. Aus den Messungen werden die halbtägige und die vierzehntägige Periode abgeleitet. Die beiden Schwingungen werden theoretisch begründet, die Methode der harmonischen Analyse wird genau beschrieben. Nach Mitteilung der Ergebnisse der Analyse (Phase, Amplitude) werden die beiden Wassertemperaturwellen genau erörtert.

*Hänsch.*

**H. Thorade.** Kann eine Meeresströmung sich als Freistrahle entwickeln? (Weitere Beiträge zur Rossbyschen Theorie.) Ann. d. Hydrogr. 66, 308—310, 1938, Nr. 6. Rossby folgert aus den Förmannschen Versuchen, die zur Bestätigung der Tollmierschen Theorie im Göttinger Kaiser Wilhelm-Institut für Strömungsforschung angestellt worden sind, daß die Ergebnisse über die Ausbreitung eines aus einem engen Spalt austretenden Flüssigkeitsstrahles auf die Meeresströme, vor allem den Golfstrom, anwendbar sind. Infolge der Corioliskraft tritt aber in jeder Meeresströmung eine Querbewegung auf. Diese Querbewegungen wurden von verschiedenen Forschern behandelt (Defant, Dietrich, Pillsbury, Wüst, Parr, Spilhaus). Es werden die Versuche Rossbys mitgeteilt, seine bisherige Theorie zu verbessern und sie den Tatsachen anzupassen.

*Hänsch.*

**Agostino Puppo.** La luce nel mare. S.-A. Ricerca Scient. (2) 2, 15 S., 1937, Nr. 9/10. Die Abnahme des Lichtes im Meerwasser ist nach der Theorie von VerCELLI für Strahlung einer bestimmten Wellenlänge eine exponentiell von der Tiefe abhängende Funktion, deren Exponent  $\gamma$  außer von dem reinen Absorptions- und dem Streukoeffizienten  $\alpha$  bzw.  $\beta$  noch von der Meerestiefe, der Albedo des Bodens und des Wasserkörpers abhängt, und der bei hinreichend tiefem Meer, also bei Vernachlässigung der Bodenreflexion gegeben ist durch  $\gamma^2 = \alpha + 2\beta$ . Eine wichtige Rolle spielt die spektrale Abhängigkeit, insbesondere des Streukoeffizienten, der bei kleinen Teilchen mit der vierten Potenz der Frequenz, bei größeren Teilchen mit einer kleineren Potenz derselben geht, während die Intensität der Streustrahlung mit der dritten Potenz des Volumens der streuenden Teilchen zunimmt. Auf die Intensität der Strahlung im Wasser hat auch die Reflexion an der Wasseroberfläche Einfluß. Diese hängt ebenso wie die Intensität

im Wasser von dem Einfallswinkel ab. Destilliertes Wasser hat ein Durchlässigkeitsmaximum bei 4600 Å. Sein Streuvermögen ist sehr klein. Optisch reines Meerwasser hat infolge der gelösten Salze ein abweichendes Absorptionsspektrum. Besonders im UV ist die Absorption viel stärker, was biologisch bedeutsam ist. Von den Meßmethoden ist die mittels Photozellen am geeignetsten, auch deshalb, weil man durch geeignete Wahl der spektralen Empfindlichkeit Spektralbezirke ausblenden kann. Die Ergebnisse der Messungen von Vercelli mit spektral zerlegter Strahlung in italienischen Meeren und von Clarke im spektral zerlegten Licht im Sargassomeer und in dem trüberen Golf von Maine werden mitgeteilt. Bei klaren Gewässern liegt das Durchlässigkeitsmaximum im Blauen, bei trüberen mehr im Grünen. *Schön.*

**Erich Goedecke.** Weitere Ergebnisse der deutschen und dänischen Feuerschiffsbeobachtungen in der Deutschen Bucht während der Jahre 1920 bis 1932. Ann. d. Hydrogr. 66, 269—279, 1938, Nr. 6. (Hamburg.) Im Anschluß an eine Arbeit von Zorell werden die bisher zum Teil nicht verwerteten und unveröffentlichten Beobachtungen aus der Deutschen Bucht von den Jahren 1920 bis 1932 zur Untersuchung der hydrographischen Verhältnisse (Temperatur und Salzgehalt) bei den Nordseefeuerschiffen der Deutschen Bucht herangezogen. Nacheinander werden folgende Punkte behandelt: Die mittleren Temperatur- und Salzgehaltsverhältnisse im Oberflächen- und Bodengewasser während der Jahre 1920 bis 1925. Die Beziehung zwischen der Elbewasserführung und dem Salzgehaltsverlauf bei Feuerschiff Elbe 4 im Juni 1930. Die Anomalien der Salzgehaltsjahresmittel in den Jahren 1923 bis 1932. Die Linien mit gleichen Jahresamplituden des Salzgehaltes (1923 bis 1932) im Oberflächenwasser der Deutschen Bucht. Die mittleren Amplituden der Monatstemperaturen bei den Feuerschiffen der Deutschen Bucht. Die in den 10 Jahren 1923 bis 1932 bei den deutschen Feuerschiffen aufgetretenen extremen Salzgehalte. Das Verhältnis der Jahrestemperatur zu dem Jahressalzgehalt (1923 bis 1932) des Oberflächenwassers bei den Feuerschiffen der Deutschen Bucht. *Hänsch.*

**Edward Stenz.** Das Meteorologische Observatorium auf dem Kasproy Wierch. Bull. Soc. Tchecosl. Physiatri. Prag 18, 24—29, 1938, Nr. 1/2. (Dtsch.) Seit Januar 1938 ist in der hohen Tatra in der Nähe von Zakopane (Polen) in 1988 m Seehöhe ein neues Bergobservatorium in Betrieb genommen. Ausgestaltung, Instrumentarium und Aufgabengebiet sind kurz beschrieben. *H. Israëli.*

**R. Penndorf.** Berechnung der Stratosphärentemperatur aus Messungen der atmosphärischen Absorptionskoeffizienten des Ozons. ZS. f. Geophys. 14, 88—93, 1938, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Leipzig.) Zur Abschätzung der Temperatur in 40 bis 50 km Höhe geht Verf. aus von der im Laboratorium gefundenen linearen Temperaturabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten der Huggins-Bande des Ozons und einigen Messungen der atmosphärischen Absorptionskoeffizienten der Ozonschicht, die zu mittleren Temperaturen der Ozonschicht von —25 bis —35°C führen. Anschließend an die bis etwa 30 km Höhe bekannte Temperaturhöhenkurve werden Temperaturhöhenkurven für 30 bis 50 km Höhe angesetzt, mit diesen die Mitteltemperaturen der gesamten Ozonschicht nach der Göttschen Verteilungskurve berechnet und durch Vergleich mit den experimentell aus den Absorptionskoeffizienten ermittelten Mitteltemperaturen die angenommenen Temperaturverteilungen auf ihre Wahrscheinlichkeit geprüft. Die beste Übereinstimmung ergibt sich für eine Mitteltemperatur der effektiven Ozonschicht von etwa —35°, was zusammen mit der bis zu 30 km Höhe bekannten Temperaturverteilung in 40 km Höhe oder etwas darüber Temperaturen von weit über 0°C notwendig macht. *H. Israëli.*



**S. K. Mitra and H. Rakshit.** Distribution of the constituent gases and their pressures in the upper atmosphere. Indian Journ. of Phys. 12, 47—61, 1938, Nr. 1. (Wireless Lab. Univ. Coll. Sc. Calcutta.) Für Aussagen über die Zusammensetzung der höchsten Atmosphärenschichten ist es notwendig, die Höhen zu bestimmen, in der die Entmischung der Gaskomponenten durch Diffusion und Schwere die turbulente Durchmischung zu überwiegen beginnt. Verff. bestimmen für ein Gasgemisch von  $N_2$  und O und für ein solches von  $N_2$  und  $O_2$  (beide Annahmen sind mit der Deutung der Nordlicht- und Himmelslichtspektren in Einklang) die Höhen, in denen sich innerhalb von 10 Stunden im wesentlichen Diffusionsgleichgewicht einstellt, und finden bei Annahme einer Temperatur von  $300^\circ K$  in 100 km und  $4^\circ K$  Zunahme pro km Höhen von 350 bzw. 250 km. In höheren Schichten ist vollständiges Diffusionsgleichgewicht, in Schichten unterhalb 175 km in beiden Fällen vollkommene turbulente Durchmischung anzunehmen. Bei Temperaturkonstanz von  $300^\circ K$  oberhalb 100 km sind für eine  $N_2 : O_2$ -Atmosphäre die entsprechenden Höhen 175 und 150 km. In den Zwischengebieten ist teilweise Entmischung vorhanden. Für beide Annahmen der Gaszusammensetzung werden die Druck-Höhen-Kurven und die Mengen beider Gase in den jeweiligen Atmosphärenresten oberhalb bestimmter Höhen für 100 bis 400 km Höhe berechnet; die Werte liegen durchweg höher, als die früher berechneten. Für eine aus  $N_2$  und O bestehende hohe Atmosphäre berechnet sich die Zahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und neutralen Atomen bzw. Molekülen in 250 km Höhe zu  $7,4 \cdot 10^2$  (aus Echomessungen an der F-Schicht  $15 \cdot 10^2$ ). Indes ist bei der großen Elektronenaffinität der Sauerstoffatome die Annahme vorwiegend atomaren Sauerstoffs in diesen Höhen schwer vorstellbar, da die von freien Elektronen getragene F-Schicht auch während der ganzen Nacht existiert. *H. Israël.*

**R. C. Sutcliffe.** On development in the field of barometric pressure. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 495—509, 1938, Nr. 276. *Riewe.*

**Hans Ertel und Jeou-jang Jaw.** Über die Bestimmung der Parameter im Verteilungsgesetz turbulenter Windschwankungen. Meteorol. ZS. 55, 205—207, 1938, Nr. 6. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Verff. geben ein neues Rechenverfahren zur Bestimmung der Parameter des Verteilungsgesetzes turbulenter Windschwankungen an. Dieses ist einfacher als die von Hesselberg und Björkdal angegebene Methode der Parameterbestimmung mittels einer ein elliptisches Integral zweiter Gattung enthaltenden Hilfsfunktion, und liefert, wie an Beispielen gezeigt wird, eine bessere Übereinstimmung mit den von Robitzsch experimentell erhaltenen Verteilungskurven. Damit erscheint ein großer Teil der Differenzen zwischen Theorie und Beobachtung, die Hesselberg und Björkdal auf eine nicht strenge Erfüllung der Voraussetzungen einer kanonischen Verteilung zurückführten, durch die genauere Bestimmung der Parameter des Verteilungsgesetzes beseitigt. *F. Steinhauser.*

**F. Baur und H. Philipps.** Untersuchung der Reibung bei Luftströmungen über dem Meer. Ann. d. Hydrogr. 66, 279—296, 1938, Nr. 6. (Forsch.-Stelle d. Reichswetterdienstes Homburg v. d. H.) Aus der vektoriellen Zusammensetzung der dem Windgeschwindigkeitsvektor entgegengesetzten und proportionalen inneren Reibung, die vom Turbulenzgrad der Luft abhängt, und der mitschleppenden Kraft der höheren Luftschichten, die dem Betrag der Differenz der oberen und unteren Geschwindigkeit proportional ist, zur resultierenden wahren Bodenreibungskraft ergibt sich, daß mit wachsender Rauigkeit der Unterlage der Reibungskoeffizient  $b$  zunimmt und der Reibungswinkel  $\beta$  abnimmt. Aus einer von den Verff. in einer früheren Arbeit angegebenen Bewegungsgleichung

für den horizontalen Windvektor unter Berücksichtigung der Bodenreibung wird abgeleitet, daß der unbeschleunigte Bodenwind durch Multiplikation des auf den Meeresspiegel bezogenen geostrophischen Windes mit der Größe

$$f = 1/\sqrt{1 + 2b \sin \beta/2 \omega \sin \varphi + b^2/(2 \omega \sin \varphi)^2}$$

berechnet werden kann. Wird der geostrophische Wind auf ein oberhalb der Bodenreibungsschicht gelegenes Niveau  $h$  bezogen, so ist auch noch mit dem Dichteverhältnis  $\rho_h/\rho_0$  zu multiplizieren. Im zeitlichen Mittel für einen bestimmten Ort oder im Mittel für ein großes Gebiet zu einer bestimmten Zeit gilt, daß die durch die Zahl der Beobachtungen dividierte Vektorsumme der Beschleunigungen Null wird, wenn man die Windvektoren in eine feste Achse mit festgelegter Orientierung fallen läßt. Es werden unter Beachtung dieser Beziehung Formeln abgeleitet, nach denen bei Kenntnis der Größen  $R' = R - \dot{v} = G - C$  ( $R$  = Reibungskraft,  $G$  = Gefällekräft,  $C$  = Corioliskraft) und der zugehörigen Reibungsgrößen  $b' = R'/v$  und  $\beta'$ , die aus dem Beobachtungsmaterial bestimmt werden können, die Reibungsgrößen  $b$  und  $\beta$  bei einer genügend großen Zahl von Beobachtungen berechnet werden können. Angenähert lassen sich  $b$  und  $\beta$  auch durch Mittelbildung aus  $b'$  und  $\beta'$  bestimmen. Nach Berechnungen auf Grund der Wetterkarten der Nordhalbkugel für März 1931 ergaben sich für das Meer die Reibungsgrößen  $b_M = 0,65 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ ,  $\beta_M = 50^\circ$ ; für die feste Erdoberfläche gelten im Mittel die Werte  $b_L = 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ ,  $\beta_L = 29^\circ$ . Wie über Festland sind auch am Meer die  $b'$  am größten bei S-Winden und am kleinsten bei NW-Winden. Mit Hilfe der oben angegebenen Reibungsgrößen wurden die Ablenkungswinkel für die einzelnen Breitenkreise und auch die Umrechnungsfaktoren  $f_L$  und  $f_M$  zur Reduktion des geostrophischen Windes auf den unbeschleunigten Bodenwind berechnet. Die Ablenkungswinkel stimmen mit den Beobachtungen gut überein. Die Verf. haben Beschleunigungsdiagramme entworfen, die es ermöglichen, bei Kenntnis der aus den Wetterkarten zu entnehmenden Größen des Gradienten, des Geschwindigkeitsbetrages und des Ablenkungswinkels die Beschleunigungszustände und ihre Komponenten einfach zu bestimmen.

*F. Steinhäuser.*

**A. Avsec.** Tourbillons thermoconvectifs et électroconvectifs avec quelques applications à la météorologie. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 66 S—67 S, 1938, Nr. 5. (Bull. Soc. franç. de phys. Nr. 418.) Es wurde ein Apparat zur Erzeugung von thermokonvektiven Wirbeln in einer 8 cm dicken Luftschicht konstruiert. Damit ist experimentell festgestellt worden, daß zuerst auf der Oberfläche des dichteren Mediums Wogen entstehen und dann die Wirbel in der Vertiefung zweier aufeinanderfolgender Wogen sich bilden. In der von unten erhitzten Luftschicht besteht ein präkonvektiver stabiler Zustand in einem Höhenintervall zwischen 10 und 60 mm. Es konnte auch die Temperaturverteilung als Funktion der Höhe und der Erwärmung gemessen und der Einfluß des Temperaturgradienten auf die Form und Geschwindigkeit der thermokonvektiven Wirbel festgestellt werden. In analoger Form ließen sich Wirbelbildungen elektrokonvektiven Ursprungs in Ölschichten erzeugen. Dabei wurden durch Anlegen eines starken elektrischen Feldes Wirbel mit Polygonform ähnlich den thermokonvektiven Wirbeln erzeugt, ferner elektrokonvektive Wirbel in longitudinalen Banden in einer bewegten Ölschicht, Wirbel zwischen geraden parallelen und zwischen konzentrischen kreisförmigen Elektroden und Wirbel zwischen koaxialen zylindrischen Elektroden. Aus der Analogie der thermokonvektiven und elektrokonvektiven Wirbelbildungen wird auf die Existenz von Bewegungen elektrokonvektiven Ursprungs in der Atmosphäre geschlossen. Diese Hypothese wird mit der raschen Zunahme der Ionisation mit der Höhe gestützt. *F. Steinhäuser.*

**D. Avsee et M. Luntz.** Tourbillons thermoconvectifs et électroconvectifs. *Météorol.* 1937, S.180—194, Mai/Juni. Versuche. *Riewe.*

**E. Ekhart.** Die Tageszeitenwinde der Alpen. Eine Darstellung nach dem neuesten Stande unseres Wissens. *Naturwissensch.* 26, 21—27, 1938, Nr. 2. (Innsbruck.) Als gut ausgeprägter Kreisstrom wird das Problem der tageszeitlichen Gebirgswinde behandelt. Der frühere Berg- und Talwind wird in drei genetisch unterschiedliche Typen aufgeteilt: Ausgleichwinde, Hangwinde, Talwinde. Es ergibt sich folgendes Schema für die Gebirgswindzirkulation: Talwind und Kompensationsstrom in der Höhe sind Horizontalströme und einander entgegengerichtet, Hangaufwind und absteigender Luftstrom über der Ebene sind Vertikalströme, die den Kreislauf schließen. Die einzelnen Windarten, Talwind, thermischer Hangwind, Gletscherwind, oberer Kompensationswind, werden näher behandelt. Die Ergebnisse der aerologischen Forschung werden mitgeteilt, die die Strömungsmechanik und den raumzeitlichen Aufbau der Tageszeitenwindssysteme in den Alpen behandeln. *Hänsch.*

**W. Mörikofer.** Zur Klimatologie des Malojawindes. *Meteorol. ZS.* 55, 215—217, 1938, Nr. 6. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Es wird über Ergebnisse von Registrierungen der Windgeschwindigkeit in Sils-Baselgia (1810 m) berichtet. Vom 22. Juli bis 24. August 1935 kam an 16 Tagen während längerer oder kürzerer Zeit Malojawind vor; an 7 Tagen herrschte ganz ungestörter Malojawind. Im Mittel setzte er um 9,30 Uhr ein und hörte um 19,40 Uhr auf. In dem 12 km talabwärts gelegenen Celerina setzte der Malojawind um 40 Minuten später ein und hörte erst um 2 Stunden später auf. Die starke Verspätung am Abend wird als Fälschung durch den abends abfließenden Hangwind des steilen Seitentales Val Saluver angesehen. Auf die absteigenden Hangwinde der beschatteten westlichen Talseite wird auch zurückgeführt, daß gegen Abend bis nach Einbruch der Nacht die Windgeschwindigkeit in Celerina an Malojawindtagen um 1 bis 2 m/sec größer ist als in Sils-Baselgia. In den Nachtstunden und am Vormittag ist das Verhältnis der Windgeschwindigkeiten umgekehrt. Mit Beginn des Malojawindes steigt die Windgeschwindigkeit stark an und erreicht ihr Maximum um 14 Uhr (mehr als 8 m/sec). Auf Muottas Muraigl, 700 m über der Talsohle des Engadin, beginnt der Malojawind  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{3}{4}$  Stunden später als in dem am Fuße dieses Berges gelegenen Celerina; er hört dort  $1\frac{1}{2}$  Stunden früher als in Sils und 3 bis 4 Stunden früher als in Celerina auf. *F. Steinhäuser.*

**Wilhelm Kreutz.** Das Windschutzproblem. *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* 5, 10—16, 1938, Nr. 1. (Agrarmeteorol. Forschungsst. Reichsamt f. Wetterdienst, Gießen.) Vom agrarmeteorologischen Gesichtspunkt ist für das Windschutzproblem von Bedeutung: 1. die Feststellung des Einflusses des Windes auf den Wasserhaushalt unbearbeiteter vegetationsfreier Böden, 2. die Untersuchung der Stärke der Abbremsung der Windgeschwindigkeit durch Pflanzenbestände und 3. die Frage nach geeigneten Formen von Windschutzanlagen. Es werden Ergebnisse von Untersuchungen der relativen Verdunstung verschiedener Böden im Vergleich mit der freien Wasseroberfläche an aufeinanderfolgenden Tagen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit angeführt. Die niederen Windgeschwindigkeiten entziehen dem Boden relativ am meisten Wasser. Von Windstille bis zu Windgeschwindigkeiten von 0,8 m/sec ist die Veränderung der Verdunstungsgeschwindigkeit dreimal so groß wie beim Anstieg der Windgeschwindigkeit von 0,8 auf 1,6 m/sec. An Beispielen verschiedener Bodenarten wird die Wirkung des von der Windgeschwindigkeit abhängigen Wasserentzuges auf die Struktur und auf die chemische Beschaffenheit des Bodens gezeigt. Für einige Kulturen wird auch die Abhängigkeit der Differenzen der Windgeschwindigkeiten im Freien und



im Bestande von der Windstärke dargestellt. Prozentual nimmt die Bremsung mit zunehmender Windgeschwindigkeit in allen Kulturen ab. In verschiedenen Versuchsparzellen wurde die Wirkung der Abschirmung durch Reiser, Gazestoff oder durch eine Rohrdecke auf Wind und auf Temperatur und Feuchtigkeit von Luft und Boden untersucht. Die Angaben der Ertragssteigerung in den einzelnen Parzellen zeigen, daß die Reiserdecke den wirkungsvollsten Schutz gewährt.

*F. Steinhäuser.*

**R. Scherhag.** Die großräumige Höhenströmungskarte. Ann. d. Hydrogr. 66, 305—308, 1938, Nr. 6. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Verf. lehnt die von Schinze und Siegel empfohlene großräumige Höhenströmungskarte, die durch kartenmäßige Darstellung der durch Addition der Temperaturwerte zu den um 1000 verminderten Luftdruckwerten gewonnenen Zahlengrößen entsteht und die Geopotentialverteilung der 756 mb-Fläche zeigen soll, ab und zeigt an Beispielen, daß die in der Höhenströmungskarte auftretenden Abweichungen von der Bodenwetterkarte in den meisten Fällen nur irreführend sind. Die Fehler rühren in der Hauptsache daher, daß die Bodentemperatur oft lokal beeinflusst und nicht für die ganze Luftschicht repräsentativ ist. Auch die Probleme der Druckänderungen, deren Vorhersage die 500 mb-Höhenwetterkarte dient, können durch die Schinzesche Höhenströmungskarten nicht gelöst werden. *F. Steinhäuser.*

**R. Scherhag.** Warum okkludieren die Zyklonen? Ann. d. Hydrogr. 66, 229—237, 1938, Nr. 5. (Berlin.) Um die Zuggeschwindigkeit einer Kaltfront senkrecht zu ihrer Lage, das heißt die Komponente der Bewegung der Kaltluft senkrecht zur Front eindeutig zu berechnen, ist es notwendig, die Druckgradienten längs der Front selbst zu bestimmen. Die Berechnung der Druckgradienten längs einer Kalt- und einer Warmfront vom 17. Januar 1938 ergab, daß sie längs der Warmfront bedeutend größer sind als an der Kaltfront. Durch Untersuchungen an 89 atlantischen Zyklonen wurde festgestellt, daß die Druckgradienten längs der Kaltfront fast in allen Fällen geringer waren als an der Warmfront. Im Mittel betrug das Verhältnis des entsprechenden geostrophischen Windes längs der Warmfront zu demjenigen längs der Kaltfront 1,6. Daß aber trotzdem die Warmfront nicht schneller zieht als die Kaltfront, wird als Folge der Reibung dargestellt. Am Beispiel des 17. Januar wird gezeigt, daß die aus dem Gradientwind berechnete Zuggeschwindigkeit der Kaltfront mit der beobachteten gut übereinstimmt, daß die tatsächliche Fortbewegungsgeschwindigkeit der Warmfront aber nur  $\frac{3}{4}$  des aus dem Gradientwind berechneten Wertes erreichte. Dieser Unterschied ist in der stabilen Schichtung der Atmosphäre vor der Warmfront begründet. Durch die über der Bodenreibungsschicht vorstoßende Kaltluft wird die Vertikalschichtung entstabilisiert und dadurch wird ein Zurückbleiben der Kaltfront verhindert. Durch die in der Höhe rascher vordringende Warmluft wird aber die Schichtung darunter stabilisiert und der Warmluftvorstoß setzt sich nicht bis zum Boden durch; in der Nähe des Bodens erreicht seine Geschwindigkeit nicht einmal 50 % des Gradientwindes, die Warmfront bleibt zurück und wird zerstört. Damit hängt es auch zusammen, daß die Warmfronten immer undeutlicher sind als die Kaltfronten. Die Okklusion kann nur in der untersten Bodenschicht erfolgen. Das Verhältnis der Geschwindigkeit der Bodenwarmfront am 17. Januar zu der aus dem Gradientwind berechneten Geschwindigkeit der Warmluft oberhalb der Reibungshöhe betrug nur 0,30. Die Geschwindigkeit der Bodenwarmfront war tatsächlich bedeutend geringer als die der Kaltfront, und damit erscheint die Okklusion lediglich als Folge der Bodenreibung. *F. Steinhäuser.*

**H. Brunner und H. Neumann.** Winduntersuchungen in der Kieler Förde. Ann. d. Hydrogr. 66, 296—302, 1938, Nr. 6. (Kiel.) Auf Grund von

zwölf Windregistrierstationen, die vom Mai bis September in Betrieb waren, wurden unter Beziehung auf eine möglichst ungestörte Station die Strömungsverhältnisse der Kieler Innen- und Außenförde untersucht. Für die einzelnen Windrichtungen, die nach Sektoren von je 20° zusammengefaßt wurden, sind die mittleren Abweichungen von der Bezugsstation sowohl für den Ablenkungswinkel wie auch für die Windstärke für die einzelnen Stationen berechnet und graphisch dargestellt worden. Es zeigte sich, daß küstenparallele Winde weniger abgelenkt werden. Winde, die über See kommen, werden leichter abgelenkt als die, die über Land kommen. Eine Schwächung des Windes tritt ein bei Winden, die vom Land kommen, bei senkrecht zur Küste wehenden Winden, wenn orographisch ein Stau verursacht wird, und bei Stationen im Divergenzbereich der Stromlinien. Stationen im Konvergenzgebiet der schlauchförmigen Küstenbildung der Förde weisen eine Verstärkung des Windes auf. Mit Hilfe der berechneten mittleren Abweichungen von Richtung und Stärke wurden für die einzelnen Windsektoren Strömungskarten entworfen. Die Besonderheiten dieser Strömungskarten werden besprochen.

*F. Steinhäuser.*

**J. Kampé de Fériet.** La turbulence atmosphérique. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 118. Jahresvers. in Genf 1937, S. 25—41. (Inst. Mécan. Fluides Univ. Lille.) Verf. gibt eine Übersicht über neuere theoretische und experimentelle Untersuchungen der atmosphärischen Turbulenz aus Frankreich und weist nach einer historischen Einleitung auf die Bedeutung der Turbulenzforschung für die Meteorologie, Aerodynamik, Astronomie, Botanik und Medizin hin. Von Ergebnissen theoretischer Untersuchungen werden die Arbeiten von Dedebeant und Wehrli besprochen, die auf die Einführung eines Feldes „zufälliger“ Variabler in die Mechanik der Flüssigkeiten und auf die Anwendung des Prinzips der kleinsten Dissipation auf die Mechanik der Turbulenz hinauslaufen. Von Ergebnissen experimenteller Untersuchungen wird berichtet über einen Apparat zur Untersuchung der Reaktion der Anemometer auf periodische Windschwankungen, über einen Apparat zur Untersuchung der Wirkung eines plötzlichen Windstoßes auf ein Anemometer, über ein Anemoklinometer, das die Bestimmung des Geschwindigkeitsvektors des Windes durch Messung von drei Druckdifferenzen ermöglicht, über Messungsergebnisse bei Forschungsflügen im Segelfluggelände in der Banne d'Ordanche und über Filmaufnahmen von Wolken.

*F. Steinhäuser.*

**Pierre Berger.** Étude préliminaire des sondages de vent à Cointrin. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 118. Jahresvers. in Genf 1937, S. 112—113. (Zürich.) Es wird eine Übersicht über die Ergebnisse von 749 in Cointrin im Jahre 1933 ausgeführten Pilotaufstiegen gegeben: In 500 und 1000 m Höhe zeigte sich ein auffallendes Vorherrschen der Winde parallel zur Strichrichtung des Juragebirges und vollständiges Fehlen von Windstärken unter 18 km/h und auch sehr starker Winde in Richtung senkrecht zum Jura. In 1500 und 2000 m herrschten auch NE- und SW-Winde vor, aber das Verhältnis der NNE- bis NE- zu den NE- bis ENE-Winden und der SSW- bis SW- zu den SW- bis WSW-Winden stieg mit zunehmender Höhe an. Windstärken über 36 km/h fehlten in den Quadranten E bis S und W bis N, wogegen aber Winde unter 18 km/h vorkamen. Bis 1500 m war das Maximum der NE-Winde am größten, von 2000 m an das der SW-Winde. In Höhen über 5000 m fehlten Winde aus N bis ENE, die aus dem SW- bis NW-Sektor waren vorherrschend.

*F. Steinhäuser.*

**G. Tiercy et Ch. Golaz.** Essai sur le calcul direct de la vitesse du vent en fonction de l'altitude. Arch. sc. phys. et nat. (5) 20, 71—95, 1938, März/April. Ausführliche Ableitung der Ergebnisse, über die in einer veröffentlichten kurzen Mitteilung bereits referiert wurde (vgl. Phys. Ber. 19, 1668, 1938).

*F. Steinhäuser.*

**Georges Tiercy et Charles Golaz.** La vitesse du vent en fonction de l'altitude. Une solution approchée, avec  $\eta$  constant, est-elle convenable? C. R. Séances Soc. de phys. de Genève **55**, 46—49, 1938, Nr. 1. (Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) **20**, 1938, März/April.) Die Einführung eines konstanten Austauschkoeffizienten  $\eta$  (vgl. vorstehendes Ref.) in das abgeleitete Gleichungssystem für die Geschwindigkeitsänderung mit der Höhe würde eine allgemeine Lösung ergeben, die sich nur aus periodischen Termen zusammensetzt, während in Wirklichkeit eine Zunahme der Geschwindigkeit mit der Höhe beobachtet wird. Es ist daher nicht angebracht, einen konstanten Austauschkoeffizienten der Rechnung zugrunde zu legen. F. Steinhauser.

**H. Arakawa.** Über die Umbiegung der tropischen Wirbelstürme. Meteorol. ZS. **55**, 230, 1938, Nr. 6. Berichtigung. Vgl. Phys. Ber. **19**, 1667. 1938.

**W. Langmaack.** Tabellen zur Berichtigung der auf See gemessenen mittleren Windgeschwindigkeit. Ann. d. Hydrogr. **66**, 357—358, 1938, Nr. 7. Dede.

**A. F. Crossley.** Note on the variation of pressure accompanying a distortion of air flow. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **64**, 477—481, 1938, Nr. 276.

**C. S. Durst.** The wind structure beneath warm fronts. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **64**, 516—522, 1938, Nr. 276. Rieve.

**R. Mügge.** Über das Wesen der Steuerung. Meteorol. ZS. **55**, 197—205, 1938, Nr. 6. (Frankfurt a. M.) Verf. erläutert das von Stüve definierte einfache und allgemeine barokline Massenfild und zeigt, wie aus letzterem eine reine Bewegungssteuerung folgt, die rein stratosphärisch bedingt ist, wenn innerhalb der Troposphäre keine wesentlichen Richtungsänderungen des Temperatur- oder Massengradienten auftreten sondern nur in der Stratosphäre, die aber auch troposphärisch bedingt sein kann, wenn innerhalb der Troposphäre verschieden gerichtete Gradienten auftreten, wobei die hochtroposphärische Massenanordnung sich der unteren aufprägt und diese quer zur Richtung der unteren Isothermen steuert. Die Betrachtung der Bewegungssteuerung macht nur vom Gradientwindgesetz Gebrauch. Es wird also dabei keine Energie aus der oberen Massenverteilung in die untere und umgekehrt übertragen. Werden aber durch eine Umlagerung stratosphärischer oder hochtroposphärischer Massen, z. B. durch stratosphärische Wellen, den unteren Luftmassen Beschleunigungen aufgezwungen (Umsteuerung), so findet eine Energieübertragung statt und die Bewegungen verlaufen nicht mehr allein nach dem Gradientwindgesetz. Es werden nach unten hin neue Druckgradienten aufgeprägt, wodurch meist „wetterwirksame“ Beschleunigungen verursacht werden (Gleitsteuerung). Wenn innerhalb der Troposphäre verschiedene Gradientwindvektoren übereinander oder nebeneinander liegen, kann schon die Bewegungssteuerung durch Umordnung der in der Troposphäre vorhandenen Energien, z. B. Stabilisierung und Labilisierung oder Schrumpfung bewirken und damit das „Wettergeschehen steuern“. Der Verf. will an Stelle des Begriffes „Gleitsteuerung“ lieber von wetterwirksamen Mechanismen sprechen. Solche sind: ungleich verteilte Erwärmung und Abkühlung, Veränderung der Druckkräfte durch Steig- und Fallgebiete oder beim Transport unter ein anders geartetes Druckfeld, Schwerpunktsveränderungen eines Luftmassensystems, gegeneinander oder auseinanderstrebende Beschleunigungen durch hochliegende Steig- und Fallgebiete oder beim Transport durch gekrümmte und divergente Druckfelder. Die Steuerung der Steig- und Fallgebiete berechtigt von einer Steuerung des ganzen Wettergeschehens zu sprechen. Das Auftreten der schnell wandernden Druckwellen in den groß-



räumigen Driften zwischen einem warmen Hoch und einem kalten Tief und die Kompensation des unteren Druckfeldes weisen auf den dynamischen Charakter der Steig- und Fallgebiete hin. Sie erscheinen als mit einer Entropievermehrung verbundene Störungen gegenüber dem Wärmehaushalt, der die großen allgemeinen Driften der Atmosphäre in Gang hält. Die stratosphärische Massenanordnung wirkt dabei für eine Erhaltung der Drift in einheitlicher Richtung, während die mit-schwimmenden Steig- und Fallgebiete als Störungen der gesteuerten Grundströmung selbständige Systeme aufzubauen versuchen. *F. Steinhauser.*

**W. Rudloff.** Berechnung der Höhe einer Fläche gleichen Druckes mit Hilfe des senkrechten Temperaturgefälles. *Ann. d. Hydrogr.* 66, 302—305, 1938, Nr. 6. (Deutsche Seewarte Hamburg.) Bei Gültigkeit der statischen Grundgleichung und bei konstantem senkrechtem Temperaturgefälle  $\gamma$  ist die Höhe  $H$  aus dem Bodendruck  $B$  und der Bodentemperatur  $T$  zu berechnen nach

$$H = T \frac{1}{\gamma} \left[ 1 - \left( \frac{500}{P} \right) \frac{R\gamma}{g} \right] \quad \text{oder} \quad H(\gamma) = H(\bar{\gamma}) + H'(\bar{\gamma}) d\gamma, \quad \text{wenn } \gamma = \bar{\gamma} + d\gamma$$

gesetzt wird. Es ist ein Rechenblatt im Koordinatensystem  $H-T$  und mit Parameter  $P$  für die eingezeichnete Geradenschar angegeben, dem für  $\bar{\gamma} = 5^\circ/\text{km}$   $H$  und für verschiedene  $d\gamma$  auch  $H'd\gamma$  einfach zu entnehmen ist. Zur Abschätzung der relativen Topographie läßt sich ein ähnliches Rechenblatt im  $H-T$ -System mit  $\gamma$  als Parameter der Geradenschar zeichnen. Bei der Anwendung des Rechenblattes ist darauf zu achten, daß der Ableitung ein konstantes Temperaturgefälle zugrunde gelegt ist. Es ist daher beim Auftreten von Inversionen nicht vom wirklichen Temperaturwert am Boden, sondern von einem nach der Wetterlage geschätzten entsprechenden Bodentemperaturwert auszugehen. Das Rechenblatt wird zur Herstellung einer Höhenkarte über dem Nordatlantik für den Ozeanflugwetterdienst verwendet. *F. Steinhauser.*

**A. Wagner.** Zur Bestimmung der Intensität der allgemeinen Zirkulation. *Ann. d. Hydrogr.* 66, 161—172, 1938, Nr. 4. (Innsbruck.) Es wird gezeigt, daß die von Rodewald (vgl. *Phys. Ber.* 19, 1046, 1938) angegebene Rechenmethode sich zur quantitativen Erfassung des meridionalen Lufttransportes im Mittel ganzer Breitenkreise ausbilden läßt. Entnimmt man aus einer Karte der Druckverteilung einer Halbkugel alle Extremwerte des Luftdruckes auf dem gewählten Breitenkreis und bildet die Summe aller positiven Differenzen Maximum—Minimum  $\Sigma \Delta p_+$ , so ist der spezifische Massenfluß, der meridionale Massentransport pro Flächeneinheit ( $\text{cm}^2$ ), gegeben durch

$$F_{N+S} = (6,87 \cdot 10^{-3} \Sigma \Delta p_+) / \sin 2\varphi \quad [\text{gr}^1 \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}].$$

Aus den Zirkumpolarwetterkarten der Deutschen Seewarte für März 1931 wurden für jeden Tag und für jeden der Breitenkreise  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  bis  $70^\circ$  die Summen der zonalen Druckdifferenzen  $\Sigma \Delta p_+$  und die Anzahl der positiven und negativen relativen Druckextreme  $2n$  berechnet. Im Monatsmittel betrugen die Tagessummen der Druckdifferenzen  $\Delta p_+$  für alle sechs Breitenkreise zusammen 663 mb und die Anzahl der Turbulenzelemente im ganzen Gebiet zwischen  $20^\circ$  und  $70^\circ$  Breite  $2n = 115$ . Trotz der großen Mannigfaltigkeit der einzelnen Wetterkarten waren die Änderungen von  $\Sigma \Delta p_+$  und  $2n$  von Tag zu Tag nicht groß. Die durchschnittliche Abweichung betrug für  $\Sigma \Delta p_+$  4,2 % und für  $2n$  5,4 %. Die  $\Sigma \Delta p_+$  sind im Monatsmittel in den Breiten  $40^\circ$  und  $50^\circ$  am größten. Der mittlere Massenfluß in etwa 500 m Höhe  $F_{N+S}$  betrug im Mittel aller sechs Breitenkreise  $0,88 \text{ g/cm}^2 \text{ sec}$  und war mit etwas über  $1 \text{ g/cm}^2 \text{ sec}$  in  $40^\circ$  und  $50^\circ$  Breite am größten. Aus den Werten des gesamten Massentransportes und der Gesamtzahl der Druckextreme

jedes Breitenkreises wurden die Momentanwerte des Austausches für jeden Tag im Mittel der sechs Breitenkreise berechnet. Der Mittelwert des Austausches betrug  $0,62 \cdot 10^8 \text{ g/cm sec}$ ; die durchschnittliche Abweichung der einzelnen Tageswerte war 6 %. Der meridionale Massenfluß kann auch aus den im Mitteleuropäischen Witterungsbericht veröffentlichten mittleren zonalen Druckgradienten für die Breitenkreise 40, 50, 60 und  $70^\circ$  durch Multiplikation mit  $0,1374/2 \sin \varphi$  berechnet werden. Nach den vorliegenden Werten ergab sich, daß von August bis Dezember 1937 der gesamte meridionale Massenfluß fast auf den doppelten Betrag anwuchs (von 0,54 auf 0,89), der durch die stationären Druckgebilde bedingte Anteil aber nur von 0,24 auf 0,31. Den von Rodewald versuchten Beweis einer übernormalen Zirkulation im Februar 1929 hält der Verf. für nicht stichhaltig.

*F. Steinhäuser.*

**E. Kupfer.** Frontbildung durch ein „hohes“ Steiggebiet. Ann. d. Hydrogr. 66, 251—254, 1938, Nr. 5. (Halle a. S.) Verf. untersucht die Fronten, die am 11. Januar 1938 Mitteldeutschland in Begleitung eines sich ständig auffüllenden Teiltiefs passierten, auf ihre Erkennbarkeit, Vorhersagemöglichkeit und Entstehungsursache. Aus der Schilderung der Wetterentwicklung ergibt sich, daß in Mitteldeutschland nach dem normalen Aufgleiten vor einer Okklusion, die etwas Regen brachte, eine relative Aufheiterungszone folgte, die auf der im Wind- und Druckfeld typischen Rückseite bei böigem NW-Wind durch ein stärkeres Niederschlagsgebiet abgelöst wurde. Im zweiten Niederschlagsgebiet scheint die Luft in sich gehoben worden zu sein, was darauf zurückgeführt wird, daß durch einen starken Druckanstieg auf der Westseite des Tiefs eine Versteilung des Druckgradienten eintrat, wodurch die Luftmassen nach SE beschleunigt wurden und dort auf die nach E abfließende Luft der Tiefdruckssüdseite trafen, die wieder auf die nach NE abfließende Luft der Vorderseite stieß. In diesem Sinne hat ein „hoher“ Druckanstieg frontenbildend gewirkt, wobei hier unter Front nicht eine Grenze verschiedenartiger Luftmassen verstanden wird. Prognostisch war diese Front am Morgenstermin nicht zu erkennen.

*F. Steinhäuser.*

**E. W. Hewson.** The application of wet-bulb potential temperature to air mass analysis. IV. Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 64, 407—422, 1938, Nr. 276.

*Riewe.*

**Fritz Prohaska.** Große horizontale Temperaturdifferenzen in der freien Atmosphäre über Deutschland. Meteorol. ZS. 55, 210—214, 1938, Nr. 6. (Wien.) Auf Grund der täglichen Flugzeugaufstiege in den Jahren 1934 bis 1935 an acht Stellen in Deutschland wurde das Vorkommen von horizontalen Temperaturunterschieden von mindestens  $10^\circ$  in Höhen von 1, 2, 3, 4 und 5 km untersucht. Solche Temperaturdifferenzen gab es im Frühling an 65, im Sommer an 43, im Herbst an 75 und im Winter an 56 Tagen. Die mittlere Andauer der Temperaturdifferenzen  $\geq 10^\circ$  betrug im Jahresdurchschnitt 2,3 Tage, sie war am größten im Frühling (2,8) und am kleinsten im Winter (1,9 Tage). Die Zahl der Tage mit Temperaturdifferenzen  $\geq 10^\circ$  nahm von 92 in 1 km Höhe auf 115 in 5 km Höhe zu. In 48 % der Tage waren die Temperaturunterschiede nur in einer Höhenschicht festzustellen, in 29 % der Tage erstreckten sie sich aber über mindestens drei Höhenschichten. Für 150 Tage wird Kaltlufteinbruch, für 81 Tage Warmluftzufuhr und für 8 Tage Absinken als Ursache für die großen Temperaturunterschiede angegeben. Die Häufigkeit des Auftretens großer Temperaturunterschiede nimmt bei Kaltluftinbrüchen mit der Höhe stark zu (von 48 in 1 km auf 93 in 5 km Höhe), bei Warmluftzufuhr aber ab (von 43 in 1 km auf 20 in 5 km Höhe). Als mittlere Druckdifferenzen zwischen Warmluft- und Kaltluftaufstiegen ergeben sich in 1 km Höhe 3 mb, in 2 km 7 mb, in 3 km 11 mb, in

4 km 12 mb und in 5 km 15 mb. Die extremen Abweichungen in Einzelfällen schwanken zwischen  $-17$  und  $+20$  mb. Abschließend bespricht der Verf. das Zustandekommen der Wetterlagen mit extrem hohen oder extrem niedrigen Abweichungen der Druckdifferenzen zwischen Warm- und Kaltluftaufstiegen.

*F. Steinhauser.*

**Fritz Hader.** Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur am Ostabfall der Alpen. Meteorol. ZS. 55, 217—222, 1938, Nr. 6. (Wien.) Auf Grund fünfjähriger Beobachtungen werden interdiurne Änderungen der Temperatur von 7 zu 7 und von 14 zu 14 Uhr in verschiedenen Höhenlagen im Semmering-Rax-Gebiet untersucht. Dabei zeigte sich, daß häufig einer Temperaturzunahme von 7 auf 7 Uhr eine Temperaturabnahme von 14 zu 14 Uhr entsprach und umgekehrt. Die Zahl der Tage mit derartigen ungleichsinnigen Temperaturänderungen war im Tal am größten und nahm mit der Höhe ab. Das Auftreten der ungleichsinnigen Temperaturänderungen und ihrer Unterschiede in verschiedenen Höhenlagen wird durch besondere Vorgänge bei Kältevorstößen oder bei starken Erwärmungen erklärt. Es werden je fünf Typen von Kaltluftvorstößen und von starken Erwärmungen unterschieden. In Tabellen sind für die einzelnen Jahreszeiten und für das ganze Jahr Häufigkeitsverteilungen und Mittelwerte der interdiurnen Temperaturänderungen um 7 Uhr und um 14 Uhr angegeben. Die interdiurnen Temperaturänderungen um 14 Uhr sind im Zentralalpengebiet (Gasteinertal) im Sommer beträchtlich größer und im Winter kleiner als auf der gleich hochgelegenen Paßhöhe des Semmerings am Alpenostrand. *F. Steinhauser.*

**Joseph Kaplan.** Measurement of Pressures in the Upper Atmosphere. Nature 139, 1112, 1937, Nr. 3530. Bei Spektraluntersuchungen der Abendröte wurde durch Vergleich mit Laboratoriumsversuchen eine Abhängigkeit vom Druck festgestellt. Es wird versucht, umgekehrt von den Ergebnissen der Spektraluntersuchungen auf die Druckverhältnisse in großen Höhen zu schließen.

*Hänsch.*

**E. O. Hulburt.** The brightness of the twilight sky and the density and temperature of the atmosphere. Journ. Opt. Soc. Amer. 28, 227—236, 1938, Nr. 7. (Naval Res. Lab. Washington.) Aus Messungen der Himmelselligkeit im Zenit läßt sich unter Annahme rein molekularer Rayleigh-Streuung die Dichte und Temperatur in größeren Höhen gewinnen. Dabei darf der Sonnenstand nur bis zu etwas mehr als  $10^\circ$  unter dem Horizont betragen, weil darüber die sekundäre Streuung zu stark anwächst. Es zeigt sich, daß innerhalb  $\pm 30\%$  die Dichte bis zu 60 km Höhe mit der Extrapolation der Dichte-Höhe-Beziehung unter 20 km übereinstimmt. Die Temperatur beträgt  $218 \pm 15^\circ \text{K}$ , unabhängig von der Höhe. Die Helligkeitsschwankungen lagen während der Untersuchungszeit (Oktober 1937 bis April 1938) auch innerhalb von  $\pm 30\%$ . *Riewe.*

**E. Dinies.** Synoptische Langfristvorhersagen bei Nordwestwetterlagen. Ann. d. Hydrogr. 66, 254—257, 1938, Nr. 5. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Wenn im Frühjahr oder Frühsommer eine NW-Wetterlage am übernächsten Tag noch dieselbe ist oder wenn das die NW-Wetterlage beherrschende Hochdruckgebiet innerhalb von zwei Tagen nach Mitteleuropa hereintrückt, sind bereits zwei Tage vorher die dreistündigen Druckänderungen so verschieden, daß sich die Andauer oder der Umschwung der NW-Wetterlage schon 47 Stunden vorher auf synoptische Weise bestimmen läßt. Für die einzelnen Jahre von 1922 bis 1936 wird die Anzahl der von April bis Juni vorkommenden NW-Wetterlagen in Mitteleuropa angegeben; ihre Summe betrug 160. In 78 Fällen hat sich das westliche Hochdruckgebiet bis zum übernächsten Tag nicht wesentlich verändert; in 17 Fällen hat es sich in dieser Zeit nach Mitteleuropa hereinverlagert.



Für beide Typen des NW-Wetters wurden mittlere Druckkarten von 8 Uhr für den ersten, zweiten und dritten Tag, mittlere Karten der dazugehörigen dreistündigen Drucktendenzen und Isallobarenkarten der 24stündigen Druckänderungen gezeichnet. Bei NW-Wetterlagen, die nach drei Tagen unverändert bleiben, sind die dreistündigen Druckänderungen in SW-Europa an allen drei Tagen steigend (bis 0,7 mb); über NW-Europa sind sie am ersten Tag ebenfalls schwach steigend, am zweiten und dritten Tag aber schwach fallend. Bei NW-Wetterlagen, bei denen das Hoch nach drei Tagen nach Mitteleuropa sich verlagert, sind die dreistündigen Druckänderungen am ersten Tag über Mittel- und Westeuropa stärker steigend (bis über 1 mb) und über Nordeuropa und über Island fallend. Am zweiten Tag haben sich die steigenden dreistündigen Druckänderungen über das ganze europäische Festland ausgedehnt; über NW-Europa und Island sind die Druckänderungen dagegen stark fallend.

*F. Steinhauser.*

**R. Scherhag.** Die Koppelung von Druckwellen und Regen- gebieten. Eine Entgegnung. Ann. d. Hydrogr. 66, 237—243, 1938, Nr. 5. (Berlin.) In Erwiderung auf eine Arbeit von G. Dudek (vgl. diese Ber. S. 1670), in der dieser Unrichtigkeiten in der vom Verf. in einer früheren Arbeit angegebenen Bestimmung der Zugbahn des Fallgebietes vom 18. und 19. Juni 1937 behauptet hatte, wird nochmals durch eine eingehende Analyse die Bahn der Druckwelle in Übereinstimmung mit der ursprünglich angegebenen dargestellt und gezeigt, daß die Druckwelle der vorhandenen Höhenströmung folgte. Die aus dem Druckverlauf in München von Dudek abgeleiteten anhaltenden Luftmassenablosungen bestehen nicht zu Recht, da es sich dabei lediglich um die tägliche Druckperiode handelte. Bei der Besprechung des Versuches Dudeks, die Niederschlagsverteilung „luftmassenmäßig“ zu erklären, wobei dieser sich auf eine Beschreibung der Warmluftvorstöße beschränkte, geht der Verf. auf die Ursachen der Wetterentwicklung und auf die inneren Zusammenhänge ein und weist darauf hin, daß die ganze Vielseitigkeit des Wettergeschehens in Betracht zu ziehen ist, und daß nicht nach einem bestimmten Schema wie das der Luftmassenanalyse alle Vorgänge erklärt werden können. Die Einwendungen Dudeks erscheinen durchweg widerlegt.

*F. Steinhauser.*

**E. Flach.** Die Bedeutung der lokalklimatischen Forschung für die Meteoropathologie der Erkältungskrankheiten. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 22—26, 1938, Nr. 1. (Bioklim. Forschungsstat. des Reichsamt. f. Wetterdienst, Bad Elster.)

*H. Israëli.*

**Heinrich Roose.** Bestimmungen der Wandtemperatur im Wohnungsklima. Gesundheits-Ing. 61, 325—329, 1938, Nr. 24. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Aus dem Unterschied des Wärmeverlustes einer schwarzen und einer blanken Frigorimeterkugel wird die Strahlung der Wände und daraus ihre mittlere Temperatur ermittelt. In 14 Versuchsräumen mit verschiedenem Wandmaterial und verschiedener Wanddicke ergibt sich, daß bezüglich der Wandtemperaturen Räume mit etwa 25 cm dicken Holzwänden 80 cm starken Bruchsteinmauern äquivalent sind. Bruchsteinmauern von etwa 50 cm Dicke und Betonkammersteinmauern mit Korkisolation haben 0,5 bis 2° tiefere Wandtemperaturen. Der Einfluß der Heizkörperstrahlung, der Heizungsart und der Sonnenbestrahlung wird untersucht.

*H. Israëli.*

**Crist. Predescu.** Mesures photoelectriques faites à Cluj pendant l'éclipse de soleil du 19. juin 1936. Météorol. 1937, S. 142—145, März/April.

**W. P. Kennedy.** The intensity of ultra-violet radiation from the sky in Iraq. *Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **64**, 489—494, 1938, Nr. 276. *Riewe.*

**F. Lindholm.** Beitrag zum polaren Lichtklima. *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* **5**, 26—30, 1938, Nr. 1. (Stockholm.) Verf. vergleicht seine in den Monaten Januar bis August 1933 in Sveagruvan ( $77^{\circ} 54' N$ ;  $16^{\circ} 45' E$ ; Spitzbergen) gemessenen photochemischen Helligkeiten (Eder-Hecht-Graukeilphotometer mit Milchglaskappe; Ausführung nach Kopfmüller; wirksamer Strahlungsbereich etwa 366 bis 440 m $\mu$ ) mit den Resultaten anderer europäischer Stationen. Die Helligkeit erreicht in Spitzbergen ihr Maximum im Juni, ebenso wie in Davos und Muottas Muraigl, während in Flachlandstationen das Maximum im Juli erreicht wird. Der Helligkeitsunterschied zwischen heiteren und bewölkten Tagen ist in Spitzbergen und im mitteleuropäischen Hochgebirge (Verhältnisse etwa 1,5 : 1 und 1,1 : 1) wesentlich geringer als im Flachland (bis zu 4,4 : 1). Im Juni zeigt Spitzbergen höhere mittlere Tageshelligkeiten als die Tieflandstationen. Die Helligkeitsverhältnisse hängen eng mit den Bewölkungsverhältnissen zusammen, insbesondere deuten die letztgenannten Tatsachen auf eine charakteristische, für die Lichtstreuung optimale mittlere Wolkenschichtdicke im Polargebiet und Hochgebirge hin. *H. Israël.*

**André Renaud.** Un halo à la surface de la neige. *C. R.* **206**, 1750—1752, 1938, Nr. 23. Verf. beobachtete am 14. XI. 1937 in 1466 m Seehöhe (Creux-du-Van, Schweizer Jura) bei niedrigem Sonnenstand einen farbigen Halo auf der Schneeoberfläche zwischen Sonne und Beobachtungsort, der als besondere Form des 22°-Halos bestimmt wird. Die Erscheinung ist sehr selten (bisher nur noch eine Beobachtung bekannt), da die gleichmäßige Orientierung von Eiskriställchen auf der Schneeoberfläche besonders günstige meteorologische Bedingungen voraussetzt. *H. Israël.*

**W. Haché.** The halo complex of April 5, 1936, at Church Point, N. S. *Proc. Nova Scotian Inst. Sc.* **19**, 250—251, 1936/1937, Nr. 3. (St. Ann's Coll., Church Point.) Beschreibung eines selten gut ausgeprägten Halo-Komplexes. *H. Israël.*

**S. Rodionov, E. Pavlova and H. Stoopnikov.** On a new anomalous effect in the short-wave end of the solar spectrum. I. *C. R. Moskau (N. S.)* **19**, 55—57, 1938, Nr. 1/2. Verff. messen in 4280 m Höhe (im Kaukasus) mittels Doppelmonochromators und Lichtzählers das Ultraviolett-Ende des Sonnenspektrums in Abhängigkeit von der Zenithdistanz. Die Ergebnisse für die Wellenlängen 3260, 3125, 3021 und 2950 und die Intensitätsverhältnisse  $J_{\lambda}/J_{3260}$  sind in logarithmischer Darstellung angegeben. Aus den Ergebnissen bis  $z = 60^{\circ}$  Zenithdistanz der Sonne errechnet sich nach der Gleichung von Fabry und Buisson ein Ozongehalt von 0,25 cm. Für  $z$  größer als  $60^{\circ}$  nimmt die Intensität der kurzen Wellenlängen langsamer ab als die der längeren: Die Verhältnisswerte gehen durch ein Minimum, um dann wieder anzusteigen. Da ein Tagesgang des Ozongehaltes, der dieses Verhalten erklären könnte, nach den bisherigen Untersuchungen nicht existiert, wird der Grund in einer anomalen Refraktion der Wellenlängen unter 3200 Å vermutet. Zur Klärung des Phänomens sind noch weitere Messungen notwendig. *H. Israël.*

**S. Rodionov and E. Pavlova.** Contribution to problem of the „Umkehr-Effekt“. II. Ebenda S. 59—60. (All-Union Inst. Exper. Med.) Verff. messen mit einem Lichtquantenzähler (Empfindlichkeit etwa 1000 Lichtquanten pro cm $^2$  und sec) in 2200 m Seehöhe die Zenithlichtintensitäten der Wellenlängen 3260, 3110, 3050 und 2980. Die relativen Intensitätskurven und die Verhältnisse

$J_{\lambda}/J_{3260}$  in Abhängigkeit von der Zenithdistanz  $z$  der Sonne sind in logarithmischer Darstellung wiedergegeben. Der „Umkehr-Effekt“ ist in allen drei Fällen vorhanden; das Minimum der Kurven rückt mit abnehmender Wellenlänge zu kleineren Zenithdistanzen. Die Kurve  $J_{2980}/J_{3260}$  zeigt zwei Minima. Für die Wellenlänge 2980 Å wird daraus auf die Existenz einer zweiten lichtabsorbierenden Schicht (Kennely-Heaviside-Schicht?) geschlossen. Es wird auf die Ähnlichkeit zwischen den Kurven des Umkehreffektes und den Verhältniskurven ähnlicher Wellenlängen im UV-Licht der Sonne bei tiefen Sonnenständen (vgl. d. vorige Referat) hingewiesen und die Möglichkeit einer gemeinsamen Erklärung für beide Phänomene angedeutet. Ableitung einer neuen Ozonverteilungskurve ist in Aussicht gestellt.

*H. Israëli.*

**Agostino Puppo e Defendente Bidasio.** Risultati della campagna solare 1936 al col d'Olen. I. Premesse. Risultati delle misure di radiazione solare diretta, diffusa, globale. S.-A. Boll. Com. Geod. Geofis. (2) 7, 35 S., 1937, Nr. 3. (Ist. Angelo Mosso al Monte Rosa.) 164 Messungen der direkten, diffusen und gesamten Sonnenstrahlung, die im Juli und August 1936 an klaren Tagen am Col d'Olen durchgeführt wurden, werden ausgewertet. Bei einer Sonnenhöhe von 30° ist der Anteil der diffusen Strahlung gleich 0,105 cal cm<sup>-2</sup> min<sup>-1</sup>, also ziemlich groß. Mit der Nebligkeit nimmt er allerdings weniger zu, als wenn sein Anteil ursprünglich klein war. Der Trübungsfaktor kann in Abhängigkeit von der Masse der Atmosphäre als Exponentialfunktion dargestellt werden, die die experimentellen Ergebnisse wiedergibt. Die gesamte Tagesstrahlung der Sonne erreichte an dem klaren 16. August den Wert von 690 cal cm<sup>-2</sup>, von denen 85 auf der diffusen Strahlung beruhten. Aus dem Gang der beobachteten Größen mit der Nebligkeit kann man den Trübungsfaktor durch fortgesetzte Näherungen als Funktion des Wasserdampfgehaltes am Boden darstellen. Abschließend wird der Trübungsfaktor in seiner Abhängigkeit von der Masse der Atmosphäre und des Wasserdampfgehaltes der Bodenluft dargestellt.

*Schön.*

**A. Amerio.** Un nuovo registratore della radiazione solare. S.-A. Rend. Lomb. (3) 71, 8 S., 1938, Nr. 1. (Ist. Fis. Polit. Milanp.) Zur Registrierung der Sonnenstrahlung wird ein einfaches Registriergerät entwickelt, durch das es möglich wird, ohne große Kosten an zahlreichen Beobachtungsstationen die Sonnenstrahlung laufend zu messen. Der Empfänger besteht aus zwei 0,02 mm starken, 3 mm breiten und 26 mm langen berußten Manganfolien, von denen die eine der Sonnenstrahlung ausgesetzt wird. Auf der Rückseite sind in der Mitte je ein Eisen- und ein Konstantandraht aufgelötet. Die Thermoströme werden photographisch registriert. Der Empfänger wird durch einen Strom durch die Manganfolien geeicht.

*Schön.*

**Hellmut Berg.** Beobachtungen des Himmelsblaus bis 5000 m Höhe über Köln. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 62—65, 1938, Nr. 2. (Köln.) Das Himmelsblau (gemessen mit der Linke-Ostwaldschen Blaukala vom Flugzeug aus) nimmt in Köln von durchschnittlich 5 bis 6 am Boden auf 16 und mehr in 5000 m Höhe zu. Im Winter erfolgt der Anstieg rasch bis zu 2000 m, dann verlangsamt, im Sommer sind die Werte bis 2000 m nahezu unverändert, dann bis 3000 m rasch zunehmend und von hier an mit den Winterwerten übereinstimmend. Als maßgebend für die Blauzunahme wird unterhalb 3000 m die Abnahme der Dunsttrübung, über 3000 m die Abnahme der molekularen Zerstreuung angesehen. In 1000 m Höhe besteht ein enger Zusammenhang zwischen Blaustufe und äquipotentieller Temperatur sowie der Mitteltemperatur zwischen 1000 und 900 mb.

*H. Israëli.*



**Fr. Link et H. Garrique.** Répartition de la brillance du ciel diurne dans le plan vertical passant par le soleil. *Météorol.* 1938, S. 34—39, Jan./Febr. *Riewe.*

**Henri Grisollet.** Étude de la lumière diffusée par les particules en suspension dans l'air. *C. R.* 206, 1912—1914, 1938, Nr. 25. Bericht über 259 Nachtbeobachtungen der Lichtzerstreuung und Polarisation am natürlichen Aerosol. Die Luft wird von einem parallelen Lichtbündel durchstrahlt und das unter verschiedenen Winkeln beobachtete Streulicht zur Helligkeit des von einer weißen matten Fläche unter 45° reflektierten Bestrahlungsbündels in Beziehung gesetzt. Die Zerstreuungsfunktion ist (wie zu erwarten!) starken Schwankungen unterworfen: Mittelwerte der Verhältnisse von Streulicht in 30, 45, 135 und 150° zu dem in 90°: 58,0, 12,8, 0,5 und 0,3 mit den Extremen 12 und 209, 8 und 12,8, 0,2 und 0,8 und 0,03 und 0,7. Aus Owens-Messungen wird die Teilchenzahl im Mittel zu 742 (Extreme 30 und 4100) bestimmt. Mit zunehmender Teilchenzahl streckt sich die Zerstreuungsfunktion, muß also die mittlere Teilchengröße zunehmen und umgekehrt, was sich auch bei der direkten mikroskopischen Teilchenuntersuchung bestätigt. — Das Streulicht ist teilweise (in 90° im Mittel zu 32%) polarisiert (Polarisationsebene gegeben durch Bestrahlungs- und Beobachtungsrichtung). Der Polarisationsgrad nimmt mit abnehmender Gesamtdiffusion zu, ebenso bei sich verbreiternder Zerstreuungsfunktion. Gesamtdiffusion und Teilchenzahl ändern sich gleichsinnig. *H. Israël.*

**Walter M. Elsasser.** Far infrared absorption of atmospheric water vapor. *Astrophys. Journ.* 87, 497—507, 1938, Nr. 5. (Inst. Technol. Calif.) Das Rotationsspektrum von Wasserdampf ist neuerdings von Randall, Dennison, Weber und Ginsburg aufgelöst worden. Unter Zugrundelegung dieser Messungen bestimmt der Verf. die Wasserdampfabsorption unter den Bedingungen der Erdatmosphäre. Aus den gemessenen Absorptionsintensitäten wird die mittlere Absorption der Rotationsbande für das Temperaturintervall von 200 bis 320° C abs. berechnet. Die Halbwerte der Linien wird aus den vorhandenen Angaben auf 0,50 cm<sup>-1</sup> geschätzt. Die Absorptionsintensität nimmt auf der kurzwelligen Seite im allgemeinen exponentiell ab. Für Wellenlängen unter 33 μ läßt sich der im Mittel absorbierte Strahlungsanteil ausdrücken durch  $A = 10^{a \cdot v + b} \cdot \sqrt{p/p_0} \cdot \sqrt{x}$  ( $p$  Druck,  $p_0$  Normaldruck,  $x$  Schichtdicke in Gramm Wasser pro cm<sup>3</sup>,  $a$  lineare Funktion der Temperatur). Für längere Wellen ist die Absorption merklich unabhängig von Wellenlänge und Temperatur. Die numerischen Werte der Konstanten werden angegeben. *Ritschl.*

**Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy.** Méthode expérimentale pour la comparaison de l'absorption de la lumière par la basse atmosphère et par l'atmosphère totale. *C. R.* 206, 1893—1895, 1938, Nr. 25. Verff. bestimmen photographisch-photometrisch die Luftabsorption durch Abstandsveränderung einer kontinuierlichen Lichtquelle vom Spektrographen. Für das Ultraviolett wird ein Wasserstoffrohr benutzt, das bei 4000 Å an das Glühkontinuum angeschlossen wird. Mit dem gleichen Spektrographen wird durch Messung der Intensitäten von Vega und Sirius nach der Methode von Bouguer-Langley die Höhenabhängigkeit der atmosphärischen Absorption bestimmt. Messungen nach diesen Methoden wurden von Juni bis Oktober 1937 in 1635 m Höhe ausgeführt. Die Resultate sollen demnächst veröffentlicht werden. *Ritschl.*

**R. Spitaler.** Vergleich zwischen den solaren Bestrahlungen in der Eiszeit und in der Gegenwart. *Meteorol. ZS.* 55, 207—210, 1938,

Nr. 6. (Prag.) Es werden die mittleren täglichen Bestrahlungen jedes 20. Breitenkreises im Sommersolstitium für  $L = 45$  und  $90^\circ$  und im Wintersolstitium für  $L = 225$  und  $270^\circ$  in der Gegenwart und in der Eiszeit für  $\Lambda = 90^\circ$  und  $\Lambda = 270^\circ$  beim Maximum und Minimum der Schiefe  $\varepsilon$  angegeben. Beim Maximum der Schiefe sind die Bestrahlungen im Sommersolstitium der Eiszeit in  $\varphi = 80, 60$  und  $40^\circ$  größer, in  $\varphi = 20$  und  $0^\circ$  und auch im Wintersolstitium bei  $\varphi = 20, 40$  und  $60^\circ$  aber kleiner als gegenwärtig. Beim Minimum der Schiefe ist die Bestrahlung im Sommersolstitium der Eiszeit in  $\varphi = 80^\circ$  an 40 Tagen, in  $\varphi = 60^\circ$  an 32 Tagen und in  $\varphi = 40^\circ$  an 34 Tagen kleiner, in  $\varphi = 20^\circ$  an 87 Tagen und in  $\varphi = 0^\circ$  an 45 Tagen größer als gegenwärtig; im Wintersolstitium ist sie in  $\varphi = 0^\circ$  an 40 Tagen, in  $\varphi = 20^\circ$  an 36 Tagen, in  $\varphi = 40$  und  $60^\circ$  an 34 Tagen größer als gegenwärtig. Es ist jeweils auch immer die Zeit angegeben, in der die angeführten Unterschiede bestehen. In gleicher Weise werden auch die Vergleichsdaten der Bestrahlungen im Sommer- und Wintersolstitium der Gegenwart mit der eiszeitlichen Bestrahlung angeführt.

*F. Steinhäuser.*

**M. M. Paranjpe.** The variations of the solar constant and their relation to weather. *Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **64**, 459—476, 1938, Nr. 276. Die während der letzten 30 Jahre gefundenen Änderungen der Solar-konstante scheinen nicht reell zu sein.

*Riewe.*

**L. Steiner.** Une relation remarquable entre la quantité de la rosée et sa distribution avec la hauteur. *Météorol.* 1937, S. 1—7, Jan./Febr.

*Riewe.*

**R. Moss.** Atmospheric optical phenomena in North East Land. *Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **64**, 451—459, 1938, Nr. 276. Beobachtungen der Oxfordter Arktis-Expedition 1935/36 in  $80^\circ$  N,  $20^\circ$  O. Insbesondere am 6. Juni 1936 ein farbenprächtiger „Parry-Bogen“.

*Riewe.*

**Sebastian Finsterwalder.** Grundsätzliches zur astronomischen Ortung von Flugaufnahmen. *Sitzungsber. Bayer. Akad.* 1937, S. 183—187, Nr. 2. Man nimmt bei stark verschiedenen Sonnenständen eine gemeinsame Ortung der Aufnahmen, die auch die Sonnenrichtung enthalten, vor, wobei man in Stell-ortung und Standortung bei mehr als zwei Aufnahmen trennt. Kennt man die Aufnahmezeit mit mäßiger Genauigkeit, so kann daraus die zugehörige Sonnen-deklination und daraus die Richtung nach dem Himmelspol innerhalb der Stell-ortung ermittelt werden. Daraus lassen sich polgeordnete Raummodelle ableiten, die sich durch gemeinsame bekannte Punkte miteinander verbinden lassen. Daraus entsteht dann ein größeres Raummodell eines beliebig ausgedehnten Festlandes, wobei die Erdkrümmung von selbst in Erscheinung tritt. An Stelle der bei den üblichen Verfahren von Punkt zu Punkt wechselnden Lotrichtung tritt die feste Richtung zum Himmelspol. Aus bekannten Punkten läßt sich der Maßstab und die geometrische Höhe bestimmen.

*Winckel.*

**F. Entwistle.** Atlantic flight and its bearings on meteorology. *Quat. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **64**, 355—390, 1938, Nr. 276.

*Riewe.*

## Register der Geophysikalischen Berichte

Anmerkung: Ordnung in den einzelnen Unterkapiteln alphabetisch nach Verfassernamen.  
Ein Semikolon in der Überschrift eines Unterkapitels deutet auf eine weitere Gruppenunterteilung hin (im Text durch eine Lücke von einer Zelle kenntlich).

### 1. Allgemeines

- P. Arbenz. Albert Heim 1849—1937. 205.  
V. Conrad. Walter E. Bernheimer †. 121.  
Professor Dr. Karl Fischer zum 70. Geburtstag (11. März 1938). 173.  
H. Henze. G. Wussow. 1.  
Professor Dr. Christian Jensen zum 70. Geburtstag. 37.  
Kurt Kaehne. Wilhelm Filchner. 1.  
E. Kleinschmidt. Prof. Hugo Hergesell †. 245.  
Friedrich Lauscher. Nachruf auf Walter Ernst Bernheimer. 173.  
Raer Admiral Raymond S. Patton †. 121.  
W. Peppler. Professor Dr. Julius Maurer †. 205.  
Alfred Roschkott. Nachruf auf Karl Prohaska. 37.  
A. Schedler. Nachruf auf J. Pircher. 37.  
Rudolf Schneider. Stanislav Hanzlík Šedesátníkem. 205.  
R. Süring. Nachruf auf Julius Maurer. 173.  
  
Hellmut Berg. Stellung der Meteorologie im Rahmen der Naturwissenschaften. 205.  
W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das zweite Vierteljahr 1937. 28.  
— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1937. 46.  
J. A. Fleming. Relation of earth physics to geographical progress. 1.  
Antonio Gião. Circulations générales et leurs perturbations. 121.  
R. E. Gibson. Solutions and their behavior under high pressures. 95.  
K. Hummel. Wissenschaft und Welteislehre. 121.  
Harold Jeffreys. Modern geophysics and Gerlands Beiträge zur Geophysik. 69.  
A. Jelinek. Meteorologie und Welteislehre. 205.

- K. Kähler. Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. vom 14.—17. Oktober 1937. 121.  
K. Keil. Dezimalklassifikation des meteorologischen Schrifttums. 1.  
Karl Keil. Beitrag zur Geschichte der Meteorologie in Preußen. 205.  
Gerhard Kirsch. Geomechanik. Entwurf zu einer Physik der Erdgeschichte. 247.  
Stefan Meyer. Alter der Sonne, Zerfallskonstante des Actinurans und Mengenverhältnis Blei zu Uran auf der Erde. 72.  
Stephan Meyer. Alter der Sonne, Zerfallskonstante des Actinurans und Mengenverhältnisse Blei zu Thor zu Uran auf der Erde. 94.  
A. G. McNish. Utilitation aspects of geophysics. 205.

### 2. Apparate; Meß- und Berechnungsmethoden

- Gravimetrie; Seismik; Magnetismus; Luftelektrizität und Radioaktivität; Ultrastrahlung; Sonnen- und Himmelsstrahlung; Meteorologie; Chemie; Sonstiges  
Donald C. Barton and W. T. White. Accuracy of modern gravimeter-measurements. 122.  
A. E. Benfield. Static gravimeter. 245.  
A. Berroth. Gravitationsfeld und Oberflächengestalt der Erde und ihre geometrische Festlegung. 41.  
— Schweremessungen zur See. Übersicht über neue prinzipielle Fortschritte. 122.  
G. Boaga. Localizzazione di un corpo sferico mediante misure eötvössiane. 1.  
B. C. Browne. The Measurement of gravity at sea. 37.  
Amédée Guillet. Réseau de valeurs de l'intensité  $g$  de la pesanteur centrée sur une station donnée. 89.



- Albert J. Hoskinson. Crystal-chronometer time in gravity-surveys. 122.
- Gustaf Ising. Theorie statischer Schwere-messungen. 123.
- Heinrich Jung. Lotabweichungen in der Umgebung des Nanga Parbat und Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung. 69.
- Wilhelm Köller. Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwerependels. 122.
- Axel Lindblad and David Malmqvist. New static gravity meter and its use for ore prospecting. 173.
- F. A. Vening Meinesz. Second order disturbance terms in pendulum observations at sea. 69.
- Second order disturbance terms (Browne terms) in pendulum observations at sea. 246.
- O. Meisser. Relative Schwere-messungen mit Quarzglasstabpendeln in einem neuzeitlichen Vierpendelvakuumapparat. 89.
- N. K. Mihal. Über die Bestimmung der Lotablenkung aus den Anomalien im Horizontalgradienten der Erdschwere. 6.
- E. C. Bullard. Theory of the Benioff seismograph. 245.
- and C. Kerr Grant. Design and testing of geophones and their amplifiers. 245.
- G. Demetrescu. Séismographe horizontal de 540 kgr. de l'Observatoire de Bucarest. 124.
- R. M. Field. Seismology and the geological exploration of ocean basins. 124.
- Takato Fuchida. Experimental Method to solve the Equation of Motion of the Seismograph. 1.
- F. Gaßmann. Seismische Bestimmung einer reflektierenden Ebene. 124.
- F. Gassmann. Theorie der Schwingungsmesser. 123.
- Harold Jeffreys. Aftershocks and periodicity in earthquakes. 212.
- Hiroshi Kawasumi. Theoretical and Experimental Study of Initial Motion of Seismographs and the Quantitative Study of First Impulsion of Earthquake. Initial Motion of Seismographs caused by Ground Motion of Shock Type, with Special Reference to a Simple Method of Reducing the First Impulsion of Earthquake Motion. 7.
- and Zyun'iti Kinoshita. Theoretical and Experimental Study of Initial Motion of Seismographs and of the Quantitative Study of First Impulsion of Earthquake. Experimental Study of the Initial Motion of Seismographs caused by Motions of Short Duration. 2.
- G. Krumbach. Verwendung langperiodischer Seismometer. 173.
- O. Meisser. Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristik von seismischen Meßinstrumenten. 2.
- O. Meißer. Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. 123.
- Th. Niethammer. Basler Universal-seismograph. 1.
- Frank A. Perret. Experimental „seismometer“. 89.
- Jörgen Rybner. Determination of the instrumental constants of the Galitzin seismograph in presence of reaction. 89.
- Gerhard Schmerwitz. Abweichendes Verhalten der Dämpfungskopplung von den bekannten Kopplungserscheinungen. 37.
- G. L. Schnirman. Elementary theory of the spring suspension of the vertical seismograph. 123.
- E. R. Shepard. Seismic refraction-methods as applied to shallow surface exploration. 124.
- A. Sieberg. Bodenmechanische Erdbebenforschung. 124.
- St. v. Thyssen. Neues piezoelektrisches Vertikalseismometer. 173.
- B. E. Brünelli. Elektrische Meßmethode der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes. 246.
- G. Fanslau. Photographische Ablese-einrichtung am Doppelkompaß. 71.
- V. Gnevusheff and V. Petchernikoff. Apparatus for measuring the gradient of the magnetic earth's field at an altitude. 205.
- Geo. Hartnell. Zero distribution-coefficient for horizontal-intensity magnetometers. 124.
- Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe. Magnetograph for Examining Sudden Changes of Magnetic Field. 51.
- Adolf Schmidt. Zu Th. Koulomzine und A. Boesch: Vertikal-Feldwaage. 246.
- E. Walsky. Messungen des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. 206.
- B. P. Weinberg. Dependence of the optimal distance between the points of observations at magnetic microsurveys from the precision of the determinations. 205.
- H. Greinacher und W. Klein. Apparat zur Dauerregistrierung der spezifischen Ionenzahl der Atmosphäre. 69.

- W. Immler. Fehlergleichungen der Funk-  
ortung. 46.
- H. Israël-Köhler. Methodik der klimato-  
logischen Emanationsmessungen: II.  
Sättigungsstrom bei emanometrischen  
Messungen. 38.
- Vorschläge zur Vereinheitlichung von  
Luftionmessungen. 41.
- Wegerscher Kleinionen-Aspirator als  
selbständiges Meßgerät. 90.
- Faris Minaw and Henry Antoun.  
Simultaneous transmission and re-  
ception of electric waves. 206.
- J. H. J. Poole. Method for determining  
the radium content of rocks by direct  
alpha-ray counting. 210.
- Theoretical efficiency of cylindrical  
ionisation chambers when used for esti-  
mating radon by alpha particle coun-  
ting. 210.
- G. Rosa. Deposizione degli elementi radio-  
attivi dell'atmosfera mediante il metodo  
Aliverti. 70.
- B. F. J. Schonland. Photography of  
Lightning in Daytime. 126.
- K. L. Sherman. Measurement of air-  
potentials by the leak-free and null  
method. 90.
- and O. H. Gish. Electrical potential-  
gradient and conductivity of air near  
Rapid City, South Dakota. 90.
- E. J. Workman and R. E. Holzer. Multi-  
ple Camera for Lightning Studies. 17.
- Hannes Alfvén. Scale-of-two counter.  
259.
- Alexandre Dauvillier. Compteur uni-  
versel. 19.
- O. S. Duffendack, H. Lifschutz and  
M. M. Slawsky. Production, Charac-  
teristics, and Reliability of Geiger-  
Müller Counters. 102.
- Carl Eckart and Francis R. Shonka.  
Accidental coincidences in counter cir-  
cuits. 259.
- H. Egelhaaf. Die Zähleigenschaften von  
ausgeheizten Zählrohren mit reiner  
Wasserstofffüllung. 102.
- G. Failla. Wide Range Ionization Current  
Meter. 219.
- I. A. Getting. Multivibrator Geiger  
Counter Circuit. 145.
- Joseph Giarratana. Scale - of - Eight  
Counting Unit. 103.
- Serge Gorodetzky. Analyse du fonc-  
tionnement d'un sélecteur à coinci-  
dences multiples. Description d'un dis-  
positif expérimental. 220.
- Serge Gorodetzky. Dispositif permet-  
tant d'améliorer le fonctionnement  
des sélecteurs à coïncidences multi-  
ples. 259.
- J. H. E. Griffiths. Circuit for counting  
impulses at high speeds of counting. 18.
- Creighton Jones and Arthur Ruark.  
Stereoscopic Viewing and Measuring  
Instrument for Cloud Chamber Photo-  
graphs. 219.
- D. W. Kerst. High resolving power tenfold  
thyatron counter. 219.
- W. B. Lewis. Scale-of-two high-speed  
counter using hard vacuum triodes. 103.
- Harold Lifschutz, O. S. Duffendack  
and M. M. Slawsky. Determination on  
the counting losses in Thyatron re-  
cording circuits. 146.
- and J. L. Lawson. Triode Vacuum  
Tube Scale-of-Two Circuit. 219.
- J. M. Lyshede und J. C. Madsen. Ex-  
perimentelle Untersuchungen über die  
Dauer von Zählrohrstößen. 218.
- Roland Maze. Appareil à grand pouvoir  
de résolution pour rayons cosmiques.  
259.
- J. Meixner. Statistik der Zählrohrimpulse.  
258.
- H. V. Neher and W. H. Pickering. Mo-  
dified High Speed Geiger Counter Cir-  
cuit. 186.
- — New Techniques in the Use of Geiger  
Counters. 146.
- Sotohiko Nishida. Simplified Wilson  
Chamber. 55.
- A. Prokofjev. Torch ion counter. 19.
- W. E. Ramsey. Extremely light high-  
potential battery of long life. 219.
- J. Reginald Richardson. Vacuum tube  
control circuit for cloud chambers. 220.
- Eric Rodgers. Probable errors in counts  
from Geiger-Müller counters. 259.
- Arthur Ruark. Multivibrator Geiger  
Counter Circuit. 185.
- Arthur E. Ruark and Forest E. Bram-  
mer. Efficiency of Counters and Coun-  
ter Circuits. 18.
- Rudolf Schulze. Eignung der luftäqui-  
valenten Ionisationskammer zur Mes-  
sung extrem harter Strahlung. 102.
- E. C. Stevenson and I. A. Getting.  
Vacuum Tube Circuit for Scaling Down  
Counting Rates. 103.
- H. Todd. Correction to be applied to the  
Results obtained by using a Geiger  
Counter. 77.
- Anders Ångström. Standardization of  
photo-electric cells by means of sun  
radiation. 3.

- W. W. Coblentz and R. Stair. Radiometric method of measuring ultraviolet solar radiation intensities in the stratosphere. 70.
- O. Eckel und F. Sauberer. Messungen der Himmelsstrahlung mit Photoelementen. 208.
- W. Frankenburg und H. Hammer Schmid. Ultraviolett-Messungen natürlicher und künstlicher Strahlungsquellen mit dem UV-Dosimeter. 208.
- O. Hoelper. Methode der Eichung von Photozellen durch Sonnenstrahlungsmessungen. 3.
- H. Landsberg und H. Jobbins. Measurements of sky-blue and U. V. E. 208.
- Franz Linke. Aktinometer zur Messung der Himmelsstrahlung in Sonnennähe. 3.
- L. F. Miller. Pyrheliometer Having a Spherical Absorber is Used to Follow Sunspot Activities. 40.
- W. Mörikofer. Erfahrungen mit dem Aktinographen Robitzsch. S. A. Publ. Nr. 33 Secret. Organ. Meteorol. Intern. 125.
- Zwischen Kompensations- und Silverdisk-Pyrheliometern beobachtete Differenzen. 124.
- und Chr. Thams. Erfahrungen mit dem Bimetallaktinographen Fuess-Robitzsch. 40.
- Leo Wenzel Pollak. Thermoelektrisches Aktinometer mit eingebautem Saitengalvanometer. 90.
- L. W. Pollak. UVE-Reiseausrüstung. 3.
- und F. Fuchs. Objektive Prüfung der Quarzteströhrchen des bioklimatischen UV-Dosimeters. 209.
- und W. Palme. Objektive meteorologische Farbmessungen mit Photoelementen. 40.
- Franz Sauberer. Erfahrungen mit dem Strahlungsbilanzmesser nach F. Albrecht. 39.
- H. Stapf. Eichwert des Robitzsch-Aktinographen. 167.
- Kurt Wegener. Strahlung des Bodens. 207.
- F. J. P. Wood. Comparison of two Abbot silver disc pyrheliometers. 3.
- A. Agricola. Aufstellung der Thermometerhütte auf der Zugspitze. 70.
- H. Arakawa. Höhenberechnungen und energetische Betrachtungen mittels Emagramm. 92.
- Béla Béll. Methode zur Berechnung des Druckes in den Haupthöhen des aerologischen Aufstieges 198.
- C. Braak. Einfluß des Windes bei Regelmessungen. 4.
- W. Dammann. Auswertung der Aufzeichnungen von Schreibregelmessern. 207.
- Harry Diamond, Wilbur S. Hinman, Jr., and Francis W. Dunmore. Method for the investigation of upper-air phenomena and its application to radio meteorography. 247.
- Max Diem. Bodenatmung. Meßtechnik und Ergebnisse. 71.
- H. Dieterichs. Mechanisch registrierendes Vertikalanemometer und seine Verwendung im Gelände. 90.
- Otto Dinkelacker. Darstellung einer Inversion und eines Kaltluftfeinbruchs in der Höhe. 92.
- Beiträge zur Luftmassenanalyse. 159.
- Roger Faillettaz. Anémomètre à cellules photoélectriques pour l'étude de la turbulence atmosphérique. 126.
- W. Findeisen. Neue Wege der meteorologischen Feuchtigkeitsmessung. 71.
- Gerhard Fritz. Totalisatoruntersuchungen auf dem Brocken. 174.
- Nils Frössling. Konstante Fallgeschwindigkeit von Kugeln. 168.
- J. Georgi und W. Langmaack. Wettkundliche Meßgeräte für den Gebrauch auf Schiffen. 91.
- Marcel J. E. Goly. Differential Hot Wire Gaseous Flow Meter. 173.
- Instrument for the tyndallometric measurement of dust. 3.
- H. Koschmieder. Steiggeschwindigkeit von Pilotballonen in Abhängigkeit von der Windschichtung. 39.
- W. Langmaack. Tabellen zur Berichtigung der auf See gemessenen mittleren Windgeschwindigkeit. 272.
- Heinz Lettau. Selbsttätige Aufzeichnung der klimatischen Abkühlungsgröße mittels des Davoser Frigorimeters. 4.
- D. M. Little. Contributions to the development of the radio-meteorograph by the United States Weather Bureau. 126.
- Günter Loeser. Einige Untersuchungen über Luftfeuchtigkeitsmessung mit Hilfe von Transparentfolien. 38.
- O. Lütshg. Kugelniederschlagsmesser Haas-Lütshg. Lösung des Niederschlagsproblems im schweizerischen Hochgebirge. 4.
- A. Mäde. Widerstandselektrische Temperaturmessungen in einem Topinamburbestand. 69.
- P.-L. Mercanton. Mesure correcte des précipitations atmosphériques. 245.



- V. Mironovitch et J. Moussiégt. Pertes d'insolation dues au relief dans une station climatologique de montagne. 247.
- André Missenard. Einfache Verfahren zur Bestimmung der resultierenden Temperatur. 70.
- Friedrich Nagel. Genauigkeit der Temperaturmessung bei Registrierballonaufstiegen. 38.
- M. A. Omshansky. Deformation of the scales of meteorological elements and its practical meaning. 122.
- E. Ower. Response of a Vane Anemometer to an Air-stream of Pulsating Speed. 247.
- Georges Rempp. Galvanomètre à tiroir monté pour le travail sur le terrain. 70.
- Wilhelm Schmidt †. Neuere Messungs- und Berechnungsmethoden des Strahlungsgenusses für bioklimatische Zwecke. 235.
- N. S. Smirnow. Lösung der Austauschgleichung. 121.
- Ladislav Smolik. Messen der relativen Luftfeuchtigkeit mit Haarhygrometern und die Beschaffenheit des Staubes. 240.
- Johannes Stephan und Ernst Mildebrath. Registrierende Taumessungen. 247.
- Lloyd A. Stevens. Use of 16-inch balloons for the determination of upperair winds. 91.
- S. M. Troxel. Relative Humidity Nomograph. 67.
- Karl Wohltmann. Vergleichende Untersuchungen an Bimetallthermometern. 206.
- Johannes H. Bruun, Mildred M. Hicks-Bruun and W. B. Mason Faulconer. Isolation of Pure Isomeric Hexanes from Natural Gas, Including the Determinations of their Physical Properties and the Phase-Equilibrium Diagram of the Condensed System n-Heptane-2-Methylpentane. 42.
- O. Gabran. Verfahren zur Abscheidung von Aerosolen aus Schnee und Hagel. 174.
- Edith Kroupa und Friedrich Hecht. Bestimmung von Blei, Thorium und Uran in Allaniten zum Zweck geologischer Zeitmessung. 210.
- T. N. Agafonova. Quantitative mineralogical X-ray analysis. 94.
- Bericht über die 60. Chronometer-Wettbewerbprüfung (1936/37) in der Deutschen Seewarte. 2.
- A. Berroth. Geodätische Entfernungsmessungen mit dem Berroth-Fennelschen Keilmikrometer. 247.
- H. Dreyer. Entwicklung eines objektiven Kolorimeters zur Messung geringer Anfärbungen und Trübungen. 71.
- Volker Fritsch. Prinzip der Widerstandsverfahren der Funkmutung. 37.
- Takahiro Hagiwara. Accelerograph for measuring the shaking, railroads of trains, automobiles, airplanes, etc. 246.
- K. Martin. Marschkompaß mit Wirbelstromdämpfung. 89.
- John W. Mauchly. Terrestrial-solar relationships. 92.
- H. Maurer. Maßeinheiten für Fahrt, Strom und Strömung. 245.
- G. de Niem. Feldstärke und Stromdichte eines Dipols im Erdboden. 119.
- Schrimppff. Electrolot. 91.
- K. Schütte. Einfluß der Refraktion auf luftphotogrammetrische Aufnahmen. 2.
- Bruno Schulz. Wissenschaftliche Beobachtungsstation auf dem arktischen Treibeis 1937/38. 174.
- Arnold Schumacher. Oberflächen-schöpfer von O. Sund in weiterentwickelter Form. 2.
- Erich Wollmann. Technik der Einatmung radionhaltiger Luft. 209.

### 3. Erdkörper, Schwere usw.

Allgemeines,  
Bewegungsmechanismus, Alter

- Anton Bilimovitch. Drehung der Erde, diese als ein System von sechs Freiheitsgraden aufgefaßt. 93.
- A. Bilimovitch. Possibilité du mouvement séculaire du pôle terrestre. 93.
- Arthur Bramley. Estimates of Age of the Planet from Isotope Ratios. 175.
- A. Keith Brewer. Radioactivity of potassium and geological time. 22.
- W. G. Chlopin. Auf der Erscheinung des radioaktiven Zerfalls aufgebaute Methoden der geologischen Altersbestimmung. Grenzen ihrer Anwendbarkeit, mögliche Fehlerquellen und ihre relative Bedeutung. 128.
- José Isaac Corral. Ecuaciones diferenciales de la rotación terrestre. Diferenciales de la rotación terrestre. 174.
- Robley D. Evans and Clark Goodman. Alpha-Particle Counting and Geologic Ages. 5.

- Clark Goodman and Robley D. Evans. Physical method for the determination of geologic ages. 248.
- Otto Hahn und Ernst Walling. Möglichkeit geologischer Altersbestimmungen rubidiumhaltiger Mineralien und Gesteine. 209.
- H. Spencer Jones. Determination of the constant of nutation from the Greenwich latitude variation observations. 248.
- A. F. Kapusztinski. Entartung der Energie im Inneren der Erdkugel. 126.
- G. Kirsch. Mechanismus der geologischen Polwanderungen. 174.
- Edith Kroupa und Friedrich Hecht. Bestimmung von Blei, Thorium und Uran in Allaniten zum Zweck geologischer Zeitmessung. 210.
- K. Ledersteiger. Polbahn und primäres z-Glied. 175.
- André Mercier. Liquéfaction du globe terrestre dans l'hypothèse d'une sphère gazeuse initiale soumise à une loi polytropique. 209.
- Liquid State of the Primitive Earth. 128.
- Stefan Meyer. „Alter“ der Sonne und Zerfallskonstante des Actinurans. II. Mitt. 248.
- M. Milankovitch. Numerische Ausrechnung der säkularen Bahnkurve der Rotationspole der Erde. 93.
- Säkulare Verlagerungen der Rotationspole der Erde. 92.
- L. Royer. Thermoluminescence dans les minéraux. 5.
- Frank Schlesinger. Annual change in longitudes. 94.
- Annual change in longitude. 248.
- Charles Schuchert. Basis of stratigraphic chronology? 94.
- M. Schuler. Messung der Drehgeschwindigkeit der Erde mit dem Kreisel. 247.
- Richard Schumann. Polhöenschwankungen aus dem Jahre 1936—1937. 209.
- Nicolas Stoyko. Périodicité dans l'irrégularité de la rotation de la Terre. 4.
- Jean Xanthakis. Variation d'azimut de la ligne des mires méridiennes à l'Observatoire de Strasbourg. 175.
- Figur, Masse, Schwere, Isostasie
- Carl I. Aslakson. Recent gravity-work for the United States coast and geodetic survey. 129.
- A. E. Benfield. Variation of Gravity with Depth. 41.
- G. Boaga. Relazioni tra le deviazioni della verticale e le anomalie gravimetriche. 130.
- Reginald A. Daly. Strength of the earths outer shells. 249.
- Maurice Ewing. Gravity-measurements on the U. S. S. Barracuda. 129.
- Raoul Goudey. Mesures de l'intensité de la pesanteur en France pendant l'année 1934. 176.
- Norman A. Haskell. Significance of Gravity Anomalies in Relation to the Viscosity of the Asthenosphere. 128.
- H. H. Hess. Geological interpretation of data collected on cruise of U. S. S. Barracuda in the West Indies. 129.
- Harold Jeffreys. Determination of gravity anomalies from deflexions of the vertical. 127.
- Karl Jung. Vollständig isostatische Reduktion. 176.
- Jean Lagrula. Valeurs de la gravité au Sahara et au Soudan. 211.
- W. D. Lambert. External gravity-field and the interior of the earth. 128.
- Joseph Larmor. Distorted Mountain Strata in Relation to Final Isostasy. 176.
- Pierre Lejay. Caractères généraux de la gravité dans les États du Levant. 5.
- Mesures de gravité en Normandie et en Bretagne. 5.
- et Chang Hung Chi. Carte gravimétrique du sud de la Chine. 176.
- — Mesures de gravité dans le Sud de la Chine. 249.
- Heinz Lettau. Lotschwankungen unter dem Einfluß von Gezeitenkräften und atmosphärischen Kräften. (Analyse von Registrierungen des Horizontaldoppelpendels.) 72.
- Unmittelbare Einwirkung atmosphärischer Kräfte auf die Erdkruste. 107.
- F. A. Veining Meinesz. Determination of the Earth's plasticity from the post-glacial uplift of Scandinavia; Isostatic adjustment. 43.
- Gravity Expedition of Hr. Ms. Submarine O 16 in the North Atlantic, January 11—March 16, 1937. 72.
- N. Mihal. Bestimmung der Geoidfigur aus den Anomalien des Horizontalgradienten der Erdschwere. 5.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Elastic stability of the earth treated in Polar coordinates. 249.
- G. L. Smit Sibinga. Deep-focus earthquakes, gravity and morphology in the Netherlands East Indies. 96.

- Ryûtarô Takahasi and Takeshi Minakami. Tilt Observations during the Recent Activities of Volcano Asama. 131.
- Chûji Tsuboi. Deflections of the Vertical, Undulation of the Geoid, and Gravity Anomalies. 129.
- and Takato Fuchida. Relations between Gravity Values and Corresponding Subterranean Mass Distribution. 129.
- George P. Woollard. Gravity-anomalies and geologic structure. 130.
- Aggregatzustand des Erdinneren, Zusammensetzung, Temperatur, Radioaktivität, Sonstiges
- P. I. Andrianow. Wärmekapazität des gebundenen Wassers und des Bodens. 43.
- Gregory P. Baxter and Wallace M. Kelley. Atomic Weight of Lead from a Specimen of St. Joaquimsthal Pitchblende. Lead-Uranium Ratio of this Pitchblende. 248.
- F. Becker. Erdbodentemperatur als Indikator der Versickerung. 42.
- E. C. Bullard. Disturbance of the temperature gradient in the earth's crust by inequalities of height. 250.
- Paul Dorn. Kenntnisse von Aufbau und Zusammensetzung der Erdrinde. 5.
- Oscar G. Fryer. Radioactivity of Air, Water, Cave and Soil Gases. 175.
- Takaharu Fukutomi and Zirô Huzii. Thermal Springs of Itô, Izu Peninsula. 136.
- L. Hoyer. De la thermoluminescence dans les minéraux. 5.
- Satoyasu Iimori and Shin Hata. Radoncontent of Some Mineral Springs of Japan. 94.
- Harold Jeffreys. Disturbance of the temperature gradient in the earth's crust by inequalities of height. 127.
- G. Kirsch und F. Hecht. Geochemie von Uran und Thorium. 211.
- G. Knetsch. Geologie der Glaubersalzquelle am Hedwigsbad, Wiesau bei Bolkenhain (Schlesien). 210.
- Ph. H. Keunen. Geochemistry and the total amount of sediments. 175.
- Joseph Larmor. Intense radioactivity of the superficial ocean floor. 249.
- W. C. Lowdermilk. Water-intake of saturated soils. 95.
- Joseph Lynch. New theory of the earth's core. 127.
- O. E. Meinzer. Geophysical methods in ground-water studies. 95.
- Stefan Meyer. Über das Alter der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über das Mengenverhältnis Blei zu Uran auf der Erde. 72.
- Über das „Alter“ der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über die Mengenverhältnisse Blei zu Thor zu Uran auf der Erde. 94.
- Takeshi Minakami. Sengataki Thermal Spring and Underground Mineral Water at the Foot of Volcano Asama. 14.
- G. W. Musgrave and O. R. Neal. Rainfall and relative losses in various forms. 95.
- A. G. McNish. Electromagnetic method for testing rock-samples. 142.
- The earth's interior as inferred from terrestrial magnetism. 142.
- C. E. Van Orstrand. Estimation of temperatures at moderate depths in the crust of the earth. 127.
- Hertha Pertz. Radioaktivität von Quellwässern. 94.
- Radioaktivität von Quellwässern. 248.
- Hans Pettersson. Verhältnis Thorium zu Uran in den Gesteinen und im Meer. 42.
- Rayleigh. Neon and Argon in the Earth's Crust. 127.
- Nitrogen and argon in the earth's crust. 211.
- H. F. Roßbach. Grundwasserströmungen. Numerische Behandlung eines Beispiels. 211.
- W. A. Roth. Versuche zum Le Chatelier-Braunschen Gesetz von der Verschiebung der Gleichgewichte. 24.
- Edmond Rothé et Th. Kopcewicz. Comparaison de la radioactivité de roches d'Alsace par la méthode des tubes compteurs. 5.
- P. Sconzo. Sull'effetto dello spostamento dei continenti nella durata rotazione terrestre. 250.
- F. M. Šemiakin and P. F. Mikhalev. Probable mechanism of the formation of periodic ice streaks in the course of soil freezing, viewed in connection with permanently frozen subsoil question. 130.
- Katsutada Sezawa. Plastic Properties of the Earth's Core. 127.
- Plastic state of the earth under gravitational forces. 251.
- L. Shamovsky and N. Kapustinskaya. Content of Heavy Water in the Entrails of the Earth at a Depth of 1300 meters. 94.



- G. J. Sizoo and C. P. Koene. Measurements on the radon content of tap-water. 210.
- J. H. Swartz. Resistivity-studies of some salt-water boundaries in the Hawaiian Islands. 95.
- B. Wagner. Frage der gleichbleibenden Zusammensetzung von Mineralquellen. 211.
- Alfred Weber. Der Radiumgehalt der Gesteine aus der Hochalm-Ankogel-Gruppe. 42.

#### 4. Erdkruste, Seismik usw.

##### Oberflächengestaltung

(Gebirgsbildung, Verwitterung, Vereisung, Kontinentalverschiebung, Gezeiten der festen Erdrinde, Vulkanismus)

- P. P. Bijlaard. Theory of plastic buckling with its application to geophysics. 250.
- Roy W. Goranson. Silicate-water systems: „Osmotic-pressure“ phenomena and their bearing in some problems of igneous activity. 131.
- Ross Gunn. Origin of the continents and their motions. 4.
- Joseph Larmor. Distortion of Mountain strata, isostasy, and glacial periods 211.
- Intense radioactivity of the superficial ocean floor. 249.
- F. A. Veining Meinesz. The determination of the earth's plasticity from the postglacial uplift of Scandinavia; Isostatic adjustment. 43.
- Takeshi Minakami. Changes in the Depth of the Crater Floor of Volcano Asama in the Recent Activities. 131.
- The Sengataki thermal spring and underground mineral water at the foot of volcano Asama. 14.
- Torsion Balance Surveys on Volcano Asama. 6.
- Naomi Miyabe. Degree of Disturbance of the Earth's Crust. 6.
- Supplementary notes to the Study of Crustal Deformation in the Tango District. 130.
- Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe. Magnetic Variation during an Explosion of Asamayama and its Mechanism. 176.
- — Sudden Magnetic Variation during the Volcanic Activity of Asamayama. 52.
- Sudden Magnetic Variations Observed on the Volcano Asamayama. 176.
- Takesi Nagata. Physical Properties of the Lava of Volcanoes Asama and

- Mihara. I. Electric Conductivity and Its Temperature-Coefficient. 177.
- Ioan I. Plăcinteanu. Théorie mécanique du phénomène de diapirisme terrestre. 250.
- Ingolf Ruud. Tektonische Hauptprobleme im Lichte neuerer Materialforschung. 130.
- P. Seonzo. Effetto dello spostamento dei continenti nella durata della rotazione terrestre. 250.
- G. L. Smit Sibinga. On the relation between deep-focus earth-quakes, gravity and morphology in the Netherlands East Indies. 96.
- H. U. Sverdrup. Erosion by drifting snow and transport of solid material by sea ice. 211.
- Ryutaro Takahasi and Takesi Nagata. Geophysical Studies of Volcano Mihara, Oosima Island; Topographic Survey of the Crater of Mihara and Magnetic Survey of Oosima. 143.
- — Geophysical studies of Volcano Mihara, Oosima Island; the general aspect of physical conditions in the crater. 250.
- and Tekeshi Minakami. Tilt observations during the recent activities of volcano Asama. 131.
- S. Vardabasso. Contributo alla conoscenza del vulcanismo recente in Sardegna. 131.
- Wilh. Wolff. Das Vulkanproblem von Santorin. 44.

##### Seismik

- (Allgemeines und Methodisches; Entstehung, Arten und Häufigkeit von Erdbeben; Erdbebenwellen; Herdtiefe; Bodenuhr, Sonstiges)
- Pierre Bernard. Cycle solaire dans l'agitation microsismique. 252.
- Kumizi Iida. Determination of the Elastic Constants of Superficial Soil and Base-rock at Maru-no-uti, Tôkyô. 132.
- Mishio Ishimoto and Kumizi Iida. Determination of Elastic Constants of Soils by means of Vibration Methods. Part I. Young's Modulus. 13.
- — Determination of Elastic Constants of Soils by means of Vibration Methods. Part 2. Modulus of Rigidity and Poisson's Ratio. 14.
- — Expériences sur le sol. 13.
- Harold Jeffreys. Reliability of Pacific Seismological Stations. 1.

- Hirosi Kawasumi and Zyun'iti Kinoshita. Theoretical and Experimental Study of Initial Motion of Seismographs and the Quantitative Study of First Impulsion of Earthquake. Part. Experimental Study of the Initial Motion of Seismographs caused by Motions of Short Duration. 8.
- Naomi Miyabe. Experimental Studies on the Deformation of Sand Masses due to Vertical Loads. 14.
- Preliminary Notes on Experimental Studies on the Plastic Deformation of Soil. 14.
- Nobuji Nasu, Takahiro Hagiwara and Syn'itirô Omote. Propagation of the Artificial Earthquake Waves through superficial Soil or sand Layers and the Elasticity of Soil and Sand. 11.
- and Syn'itirô Omote. Propagation of the Artificial Earthquake Waves through Superficial Soil or Sand Layers and the Elasticity of Soil and Sand. 11.
- Genrokuro Nishimura. Elastic Waves due to Pressure Variation on the Inner Surface of a Spherical Cavity in an Elastic Solid. 212.
- and Takeo Takayama. Vibration due to Obliquely Incident Waves of a Surface Stratum Adhering Closely to the Subjacent Medium, and the Properties of its Resonance Condition. 177.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Resonance Phenomena and Dissipation Waves in the Stationary Vibrations of a Semi-infinite Body. 10.
- Polarization of Elastic Waves generated from a Plane Source. 10.
- Studies on the Seismic Vibrations of a Gozyûnotô (Pagoda). 10.
- Resonance Phenomena and Dissipation Waves in the Stationary Vibration of the Surface of a Spherical Cavity. 11.
- Effect of Stiffness of Floors on the Horizontal Vibrations of a Framed Structure. 12.
- Improved Theory of Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Structure. 12.
- Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Seven-storied Structure. Nature of Corresonance. 12.
- Energy Dissipation in Seismic Vibrations of Actual Buildings Predicted by means of an Improved Theory. 12.
- Seismic Vibrations of a Gozyûnotô (Pagoda). 13.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Method of Minimizing the Seismic Vibrations of a Structure. 13.
- Energy Dissipation in Seismic Vibrations of an Eight-storied Structure. 13.
- Relation between the Thickness of a Surface Layer and the Amplitudes of Love-waves. 133.
- Model Experiment Confirmations of a Dynamic Method of Minimizing the Seismic Vibrations of a Structure. 136.
- Elastic Deformation of a Stratified Body Subjected to Vertical Surface Loads. 177.
- Free Vibrations of a Surface Layer due to an Obliquely Incident Disturbance. 177.
- Same Stationary Vibration of an Origin Accompanying Different Types of Disturbances Therefrom. 178.
- G. L. Smit Sibinga. On the relation between deep-focus earthquakes, gravity and morphology in the Netherlands East Indies. 96.
- F. Takabeya. Model experiments on the minimization of structural vibrations caused by seismic disturbances. 251.
- Charles-Émile Brazier et Léonide Géraux. Séisme du 11 juin 1938. 211.
- A. Galanopoulos. Sismicité de l'Achaïe et des régions voisines de Missolonghi et de Naupacte. 212.
- B. Gutenberg and C. F. Richter. Depth and geographical distribution of deep-focus earthquakes. 134.
- Takahiro Hagiwara and Syn'itirô Omote. Niizima Earthquake of December 27, 1936. 135.
- Win Inouye. Origins of Earthquakes. 7.
- Origins of Earthquakes. (Second paper.) 7.
- Origin of Earthquakes. (Third paper.) 131.
- Origin of Earthquakes. (Fourth paper.) 132.
- Origins of earthquakes, Revisions. 252.
- Harold Jeffreys. Afterhocks and periodicity in earthquakes. 212.
- Near earthquakes. 44.
- Fuyuhiko Kishinouye. Frequency-distribution of the Itô Earthquake Swarm of 1930. 132.
- Ernst Lindberg. Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant janvier 1934—juin 1937. 44.
- James B. Macelwane. Deep-focus earthquakes and their implications. 135.

- Takeo Matuzawa, Hiroshi Nakamati, Yosio Nisikawa und Yosimaru Yosimura. Jahresschwankung der Erdbebenhäufigkeit in Japan. 132.
- Naomi Miyabe. Tsunami associated with the Sanriku Earthquake that occurred on November 3, 1936. 134.
- I. G. Popescu-Cernauti. Problème de la sismicité en Roumanie. 178.
- Jean-Pierre Rothé. Séisme belge du 11. juin 1938. 250.
- Harlan True Stetson. Correlation of frequencies of seismic disturbances with the hour angle of the moon. 178.
- E. Wanner. Statistik der Erdbeben. 6.
- L. Weickmann und P. Mildner. 1931 — 1935 in Leipzig und im Observatorium am Collenberg aufzeichneten Erdbeben. 245.
- Harry O. Wood. Ferwilliger Valley earthquake of march 25, 1937. 132.
- Seiti Yamaguti. Deformation of the earth's crust in Idu Peninsula in connection with the destructive Idu earthquake of Nov. 26, 1930. 252.
- World Distribution of „Deep“ Earthquakes. 7.
- K. E. Bullen. Ellipticity correction to travel-times of P and S earthquake waves. 8.
- Suggested new „seismological“ latitude. 9.
- Suggested New „Seismological“ Latitude. Berichtigung. 9.
- Ellipticity corrections to waves through the earth's central core. 251.
- Ellipticity corrections to earthquake waves reflected at the central core. 251.
- F. Gassmann. Bestimmung von Bodenbewegungen aus Registrierungen von Schwingungsmessern und Seismogrammen. 132.
- Rolf-Heinz Gees. Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank). 44.
- Beno Gutenberg. Supposed regional variations in travel times. 133.
- B. Gutenberg and C. F. Richter. P' and the earth's core. 251.
- — Seismic Waves in the Core of the Earth. 134.
- Harold Jeffreys. Corrections to the P, S and SKS tables. 45.
- Ellipticity correction to the P table. 9.
- Southern earthquakes and the core waves. 133.
- Zyun'iti Kinoshita. Arrangement of layers in the earth's crust as deduced from seismometrical observations at Hongô, Tokyo 252.
- Experiments on the Generation and Propagation of Elastic Waves. 8.
- I. Lehmann. Seismic time-curves and depth determination. 45.
- Edmond Rothé et Elie Peterschmitt. Production des séismes. Répartition des compressions et dilatations. 95.
- Katsutada Sezawa. The Effect of Differences in the Media on the Distribution of Displacements in a Seismic Wave Front. 10.
- and Kiyoshi Kanai. Damping in Seismic Vibrations of a Surface Layer due to an Obliquely Incident Disturbance. 6.
- — Relation between the thickness of a surface layer and the amplitudes of love waves. 133.
- — Relation between the thickness of a surface layer and the amplitudes of dispersive Rayleigh-waves. 251.
- — Prevalent periods of oscillation in tidal waves. 252.
- Archie Blake. Estimation of focal depth from macroseismic data. 135.
- Charles Bois. Détermination de la profondeur focale des séismes très éloignés. 9.
- G. J. Brunner. Deep earthquake of may 26, 1932 near the kermadec islands. 211.
- P. Caloi. Profondità ipocentrali, con particolare riguardo ai terremoti delle Prealpi Carniche (8 giugno 1934) e del Lago di Costanza (31 gennaio 1935). 9.
- B. Gutenberg and C. F. Richter. Materials for the study of deep-focus earthquakes. 134.
- Ernest A. Hodgson. Timiskaming earthquake-data and time-distance curves for dilatational waves. 135.
- W. Sponheuer. Mikroseismisches Verfahren zur Bestimmung der Herdtiefe und ihre Anwendung bei Lockerböden. 134.
- Ernest Tilletson. High focus earthquakes of the International Seismological Summary. 211.
- J. A. Archer. Direction of approach of microseisms. 45.
- Pierre Bernard. Cycle solaire dans l'agitation microseismique. 252.
- Relation entre la houle sur la Côte du Maroc et l'agitation microseismique en Europe Occidentale. 11.



Gerhard Fritzsche. Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Gebäudeerschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. 45.

S. Fujiwhara. So-Called Mukuhira's Arc as the Foreshadow of an Earthquake. 132.

Mishio Ishimoto. Observations sur des secousses d'une petite amplitude. 136.

Hans-Dietrich Krug. Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. 135.

H. Landsberg. Intensities of earthquake-noises. 132.

H. Martin. Beurteilung von Verkehrserschütterungen. 12.

## 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde und Verwandtes

### Erdmagnetismus

(Allgemeines, permanentes Feld, Säkularvariation; periodische Variationen; Aktivität, Störungen, Zusammenhang mit anderem; Erdstrom)

Henri Brandstetter et Jean Lagrula. Inclinaison magnétique au Sahara et au Soudan. 256.

Maurice Burgaud. Observations magnétiques en Chine. 142.

Louis Éblé et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1<sup>er</sup> janvier 1938. 256.

F. Errulat. Erdmagnetische Beobachtungen während der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition 1937. '60.

— Erdmagnetische Deklination in Ostpreußen für 1935. 51.

J. A. Fleming. Magnetic survey of the oceans. 142.

H. Haalck. Entgegnung auf die Ausführungen von T. Schlomka. 51.

— Zur Frage nach der Ursache des Erdmagnetismus. Erwiderung. 51.

— Physikalische Ursachen des Magnetismus der Erde. 216.

Leiv Harang and E. Tönsberg. Results of magnetic observations for the year 1936. 51.

M. Klöss. Unterstützung bergbaulicher Aufschlußarbeiten durch magnetische Messungen. 73.

A. Lasserre. Magnétisme terrestre en Algérie et dans les Territoires du Sud. 256.

R. Lauterbach. Geomagnetische Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. 142.

A. G. McNish. Earth's interior as inferred from terrestrial magnetism. 142.

— Electromagnetic method for testing rock-samples. 142.

J. P. Rothé. Anomalies du champ magnétique terrestre. 51.

Teodor Schlomka. Erwiderung an Herrn Haalck. 51.

Hans Schmidlin. Entmagnetisierende Wirkung der Änderungen des magnetischen Erdfeldes. 141.

A. Tanakadate, M. Hagesawa, S. Ono, S. T. Nakamura, Y. Katô, S. Kuwahara, S. Hayami, H. Higasinaka, K. Senda, S. Imamiti, H. Hatakeyama, T. Yosimatu. Geophysical Observations during the total solar eclipse of June 19, 1936. 184.

Max Toperczer. Säkulare Änderung der magnetischen Deklination in Österreich im Zeitraum 1930 bis 1935. 256.

Mankiti Hasegawa. Progressive Change of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. 51.

— and Masazirô Ôta. Analysis of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism of Different Types. Supplementary Treatise. 183.

— and Yûiti Tamura. Regular progressive changes of the magnetic field of diurnal variations of terrestrial magnetism. 183.

— Statistical Study of the Type of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism on Quiet Days. 183.

— Zonal Components of the Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. 183.

A. G. McNish. Terrestrial magnetic variations and the ionosphere. 49.

G. Athanasiu. Anomalie du magnétisme terrestre dans la région de Cluj. 183.

J. Bartels und G. Fanslau. Erdmagnetischer Sturm vom 16. April 1938. 256.

Jean Bosler. Courants telluriques et perturbations magnétiques. 255.

E. M. Bruins. Cosmic rays and the earth-magnetic field. 23.

S. Chapman. Cosmic Rays and Magnetic Storms. 59.

J. Clay and E. M. Bruins. Magnetic storm and variation of cosmic rays. 192.

— — Magnetic storm and variation of cosmic rays. 264.

- Louis Éblé et Gaston Gibault. *Éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1<sup>er</sup> janvier 1938.* 256.
- G. Fanslau. *Bemerkungen zu der magnetischen Störung vom 24. bis 28. April 1937.* 51.
- Gaston Gibault. *Perturbation magnétique du 25 janvier 1938.* 143.
- Victor F. Hess, A. Demmelmaier and R. Steinmauer. *Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung.* 263.
- — Relations between terrestrial magnetism and cosmic-ray intensity. 263.
- A. J. Higgins and R. G. Giovanelli. *Recent solar eruptions, Auroras, and magnetic storms.* 217.
- Thomas H. Johnson. *Cosmic Radiation and the Earth's Magnetism.* 187.
- Raymond Jouaust, Robert Bureau et Louis Éblé. *Evanouissements brusques des ondes radioélectriques, leurs relations avec les phénomènes magnétiques et solaires.* 100.
- G. W. Kenrick, A. M. Braaten and J. General. *Relation between radio-transmission path and magnetic-storm effects.* 254.
- Magnetische Charakter des Jahres 1936, der numerische magnetische Charakter der Tage 1936.* 17.
- Ch. Maurain. *Rôle possible de vibrations mécaniques et des perturbations magnétiques dans les variations de la distribution du champ magnétique terrestre.* 17.
- Charles Maurain. *Perturbation magnétique du 25 janvier 1938.* 143.
- Hantaro Nagaoka and Tsuneto Ikebe. *Sudden Magnetic Variation during the Volcanic Activity of Asamayama.* 52.
- *Magnetic Variation during an Explosion of Asamayama and its Mechanism.* 176.
- *Sudden Magnetic Variations Observed on the Volcano Asamayama.* 176.
- A. G. McNish. *Ultraviolet Light Theory of Magnetic Storms.* 18.
- *Ultraviolet Light Theory of Magnetic Storms.* Berichtigung. 18.
- *Terrestrial-magnetic and ionospheric effects as associated with bright chromospheric eruptions.* 48.
- *Terrestrial effects associated with bright chromospheric eruptions.* 96.
- K. R. Ramanathan. *Effect of Near Lightning Discharges on a Magnetometer.* 101.
- H. Rudolph. *Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde.* 46.
- Summary of Mount Wilson magnetic observations of sunspots for January and February 1938.* 217.
- Ryutaro Takahasi and Takesi Nagata. *Geophysical Studies of Volcano Mihara, Oosima Island; Topographic Survey of the Crater of Mihara and Magnetic Survey of Oosima.* 143.
- Terrestrial Magnetism. Solar Eruptions and Short Wave Fade-Outs.* 101.
- Max Toperczer. *Die große magnetische Störung anlässlich des Nordlichtes vom 25. Jänner 1938.* 257.
- M. S. Vallarta and William P. Jesse. *Geographic asymmetries of cosmic rays as related to the earth's magnetization.* 147.
- K. F. Wasserfall. *Some of the most characteristic features in the variation of magnetic elements. (Based upon the material collected at Dombås Observatory.)* 73.
- B. P. Weinberg. *Magnitude of the local magnetic disturbances in USSR. and adjacent countries as deduced from magnetic determinations made up to 1931.* 216.
- F. W. G. White, H. F. Skey and M. Geddes. *Radio fadeouts, auroras and magnetic storms.* 254.
- Jean Bosler. *Courants telluriques et perturbations magnétiques.* 255.
- W. J. Rooney. *Earth-current variations with periods longer than one day.* 141.
- Paul Rougerie. *Effet lunaire sur les courants telluriques enregistrés dans la ligne Nord-Sud à l'Observatoire du Parc Saint-Maur.* 101.
- Ryûtarô Takahasi. *Observations on Earth Current during the Solar Eclipse of June 19, 1936.* 17.
- A. Takanadate, M. Hasegawa, S. Ono, S. T. Nakamura, Y. Katô, S. Kuwahara, S. Hayami, H. Higashinaka, K. Senda, S. Imamiti, H. Hatakeyama, Y. Yosimatu. *Geophysical observations during the total solar eclipse of June 19, 1936.* 184.
- Polarlicht, Nachthimmelslicht*
- S. de Backer. *Noordlicht van 25—26 Januari 1938.* 217.
- Daniel Barbier. *Position de la zone aurorale.* 143.

- E. W. Barlow and S. Chapman. Aurora display of January 25—26, 1938. 184.
- René Bernard. Spectrum of Nitrogen and Atmospheric Pressure at High Altitudes. 74.
- Observation d'un nouveau phénomène de fluorescence dans la haute atmosphère. Présence et variations d'intensité de la radiation 5893 Å dans la lumière du ciel au crépuscule. 144.
- Observatoire de Tromsø et le réseau des stations aurorales norvégiennes. 257.
- Jean Cabannes et Jean Dufay. Radiation jaune du ciel nocturne. 144.
- , — et Junior Gauzit. Présence du sodium dans la haute atmosphère. 185.
- J. Classen, C. Fedtke; K. Liebermann, J. Witkowski. Nordlicht 1938 Mai 11—12. 217.
- Georges Déjardin. Présence possible de certaines raies de l'atome neutre de sodium dans le spectre du ciel nocturne. 218.
- et René Bernard. Bandes de la molécule OH dans le spectre du ciel nocturne. 257.
- W. Dieminger und H. Plendl. Abnormale Erscheinungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht. 214.
- Jean Dufay. Diffusion de la lumière dans la Voie lactée. 53.
- et Junior Gauzit. Spectre de l'aurore du 25 janvier 1938. 184.
- J. Egedal. Haute atmosphère et les aurores. 257.
- C. T. Elvey and Paul Rudnick. Variation of the light from the night sky and its effect on the photography of faint nebulae. 143.
- Ernest Esclangon. Aurore boréale du 12 mai. 257.
- A. S. Eve. Northern lights 1937. 184.
- R. Eyfrig, G. Goubau, Th. Netzer und J. Zenneck. Zustand der Ionosphäre während des Nordlichts am 25.—26. Januar 1938 nach den Beobachtungen der Versuchstation am Herzogstand. 214.
- Hubert Garrigue. Nouveaux résultats sur les radiations verte, jaune et rouge émises par le ciel nocturne. 53.
- et Henri Camichel. Aurore boréale du 25 janvier 1938 observée au Pic du Midi. 184.
- H. Haffner und G. Cario. Nachthimmel-leuchten im gelben und roten Spektralgebiet. 53.
- Leiv Harang. Height measurements of selected auroral forms. 53.
- Victor F. Hess, R. Steinmaurer und A. Demmelmair. Cosmic Rays and the Aurora of January 25—26. 264.
- E. W. Hewson. Survey of the Facts and Theories of the Aurora. 74.
- A. J. Higgs and R. G. Giovanelli. Recent Solar Eruptions, Auroras, and Magnetic Storms. 217.
- Joseph Kaplan. Light of the Night Sky. 101.
- New nitrogen line. 258.
- D. Kotsakis. Nordlicht 1938 Januar 25 in Griechenland. 217.
- Paul W. Merrill, Roscoe F. Sanford, O. C. Wilson and Cora G. Burwell. Intensities and displacements of interstellar lines. 75.
- D. B. McNeill. Aspects of active nitrogen. 184.
- Nordlicht und Funkpeilung. 215.
- N. Richter. Außergewöhnliche Helligkeit des Nachthimmels. 218.
- Jessie Rudnick. Color index of the night sky. 53.
- H.-U. Sandig. Extinktion und Himmels-helligkeit in Windhuk. 75.
- Roscoe F. Sanford. Regional study of the interstellar calcium lines. 53.
- Carl Störmer. Divided Aurora Rays with one Part in the Sunlit and another in the Dark Atmosphere. 101.
- Photographic measurements of the great aurora of January 25—26, 1938. 257.
- Karl Stoye. 5 m-Welle, Dellinger- und Nordlichterscheinungen. 138.
- E. Sydow. Nordlichtbeobachtungen im Gebiet der nordfriesischen Inseln. 143.
- A. Teichgraber. Nordlicht am 25. Januar 1938. 217.
- Hans Tollner. Nordlicht am 25./26. Jänner 1938 in Österreich. 217.
- Max Toperczer. Magnetische Störung anlässlich des Nordlichtes vom 25. Jänner 1938. 257.
- L. Vegard. The temperature distribution within the auroral region of the atmosphere. 73.
- Altitude Effects in the Red Part of the Aurora Spectrum and the Two Types of Red Auroras. 143.
- and E. Tønsberg. Variations of the intensity distribution within the auroral spectrum. 52.
- Temperature of the auroral region determined from band spectra. 184.
- F. W. G. White, H. F. Skey and M. Geddes. Radio fadeouts, auroras and magnetic storms. 254.



# Luftelektrizität

(Allgemeines, elektrisches Feld, Vertikalstrom; Ionen, Leitfähigkeit, Raumladung, Radioaktivität; Gewitterelektrizität, Sonstiges)

- H. Grieger. Vertikaler Leitungsstrom, Sicht, relative Feuchtigkeit und Massenaustausch. 96.
- A. J. Leckie. Luftelektrische Messungen am Bosscha-Laboratorium der Technischen Hochschule in Bandoeng. 178.
- D. C. Rose. Atmospheric potential gradient at Ottawa, Canada. 73.
- J. P. Schouten. Theoretische beschouwingen omtrent de vraag, of het vliegen door een onweerswolk met een metalen vliegtuig of Zeppelin gevaar oplevert. 141.
- G. R. Wait and John W. Mauchly. World-wide changes in potential gradient. 136.
- Frant. Běhouněk. Atmosférická elektřina ve vysokých tatrách. 253.
- J. Alan Chalmers and F. Pasquill. Electric charges on single raindrops and snowflakes. 168.
- J. Clay and L. J. L. Dey. Ionisation balance in the atmosphere and the amount of radium emanation. 179.
- Oskar G. Fryer. Radioactivity of air, water, cave and soil gases. 175.
- Hubert Garrigue. Mesure de la radioactivité de l'air inclus dans la couche de neige, au voisinage du sol, en montagne. 42.
- O. H. Gish and K. L. Sherman. Electrical conductivity of air to an altitude of 22 kilometers. 137.
- — Cosmic Radiation and Electrical Conductivity in the Stratosphere. 155.
- Johannes Juilfs. Herkunft der zusätzlichen Ionisation in den Sperschichten der höheren Atmosphäre. 23.
- K. Kähler. Luftelektrische Messungen während des internationalen Polarjahres 1932/1933 in Potsdam. 73.
- A. J. Leckie. Luftelektrische Messungen am Bosschalaboratorium der Technischen Hochschule in Bandoeng, Java. 178.
- C. W. Lutz. Aufzeichnung der elektrischen Raumladung der Luft. 212.
- E. Medi. Ionizzazione prodotta dall'evaporazione dell'acqua. 253.
- N. Rosenblum. Bestimmung der Größe und der Ladungen von Staub- und Nebelteilehen. 86.

- Michael Rutgers van der Loeff. Ionen en ionisatiebalans in de atmosfeer. 138.
- L. Schulz. Gezeitenperiode der Ionen an der Nordsee. 14.
- Franziska Seidl. Beobachtungen des täglichen Ganges der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre in Fulpmes im Stubaital. 137.
- G. R. Wait. Coefficient of Combination between Small Ions and Large Ions. 46.
- R. Weiss and R. Steinmauer. Messungen der Luftionen in Innsbruck. 15.
- Oleg Yadoff. Enlèvement des charges électriques au moyen d'un jet d'air intense. 206.
- S. K. Banerji. Does thunderstorm rain play any part in the replenishment of the earth's negative charge? 183.
- P. L. Bellaschi. Lightning Strokes in Field and Laboratory. 50.
- Robert Bureau. Centres of thunderstorms and „centres“ of sources of atmospherics. 183.
- J. Alan Chalmers and F. Pasquill. Electric charges on single raindrops and snowflakes. 168.
- Roger Faillettaz. Enregistrements d'atmosphériques et prévision des orages. 182.
- R. E. Holzer, E. J. Workman and L. B. Snoddy. Photographic Study of Lightning. 215.
- M. N. S. Immelman. Point-discharge Currents during Thunderstorms. 255.
- Joseph Larmor. Lightning Strokes. 140.
- J. D. Lauder milk and T. G. Kennard. Concerning lightning spalling. 101.
- David Malan. Décharges orageuses dans la haute atmosphère. 100.
- D. J. Malan and H. Collens. Progressive Lightning. Fine Structure of Return Lightning Strokes. 50.
- Th. Neugebauer. Problem des Kugelblitzes. 17.
- K. R. Ramanathan. Effects of near lightning discharges on a magnetometer. 101.
- B. F. J. Schonland. Photography of Lightning in Daytime. 126.
- Progressive Lightning. The Discharge Mechanism. 140.
- , D. B. Hodges and H. Collens. Progressive lightning. Comparison of photographic and electrical studies of the discharge process. 255.
- W. W. Spangenberg. Blitzzählungen. 182.

- Philip Sporn and J. T. Lusignan, Jr. Lightning Strength of Wood in Power Transmission Structure. 215.
- H. Vigneron. Distribution de l'électricité dans les nuages orageux. 140.
- B. Walter. Bemerkungen zu der Abhandlung von G. Simpson und F. J. Scrase: „Die Verteilung der Elektrizität in Gewitterwolken.“ 101.
- F. J. W. Whipple. Modern views on atmospheric electricity. 182.
- Alexander Witting. Ein Blitz aus heiterem Himmel. 255.
- E. J. Workman and R. E. Holzer. Multiple Camera for Lightning Studies. 17.
- Ausbreitung elektrischer Wellen in der Atmosphäre, atmosphärische Störungen; Ionosphäre
- E. V. Appleton, F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe. Magnetic Double Refraction of Medium Radio Waves in the Ionosphere. 98.
- J. Bartels. Solar eruptions and their ionospheric effects. Classical observation and its new interpretation. 99.
- L. V. Berkner and H. W. Wells. Radio fade-outs. 48.
- — Radio fade-outs. 100.
- Robert Bureau. Centres of thunderstorms and „centres“ of sources of atmospherics. 183.
- R. Bureau. Effect of catastrophic ionospheric disturbances on low-frequency radio waves. 215.
- Charles R. Burrows, Paul von Handel and Wolfgang Pfister. Discussion on „ultra-short-wave propagation along the curved earths surface“. 137.
- Chas. R. Burrows. Radio Propagation Over Plane Earth-Field Strength Curves. 97.
- R. C. Colwell and A. W. Friend. Tropospheric radio wave reflections. 99.
- Dellinger Effect. 100.
- T. L. Eckersley. A Wireless Interferometer. 139.
- Roger Faillottaz. Enregistrements d'atmosphériques et prévision des orages. 182.
- C. B. Feldman. Deviations of short radiowaves from the London-New York great circle path. 179.
- Ernst Fendler. Raumausbreitung im Grenzbereich zwischen Kurzwellen und quasioptischen Wellen. 179.
- A. W. Friend and R. C. Colwell. Measuring the reflecting regions in the troposphere. 99.
- Theodore R. Gilliland, Samuel S. Kirby, Newbern Smith and Stephen E. Reymer. Characteristics of the ionosphere and their application to radio transmission. 15.
- Leiv Harang. Results of radio echo observations for the years 1935 and 1936. 73.
- L. G. H. Huxley. Propagation of Electromagnetic Waves in an Ionized Atmosphere. 139.
- Supplementary Note to the Paper Propagation of Electromagnetic Waves in an Ionized Atmosphere. 139.
- W. Immler. Fehlergleichungen der Funkortung. 46.
- Raymond Jouaust, Robert Bureau et Louis Éblé. Les évanouissements brusques des ondes radioélectriques, leurs relations avec les phénomènes magnétiques et solaires. 100.
- G. W. Kenrick, A. M. Braaten and J. General. The relation between radio-transmission path and magnetic storms. 254.
- Gerhard Kunze. Sonnentätigkeit und Grenzwellen. 140.
- Yuziyo Kusunose and Shogo Namba. Measurements of the incident angle of downcoming radio waves. 214.
- J. H. C. Lisman. Zonne-activiteit en radio-ontvangst in 1936. 15.
- Jean Lugeon. Warnungskalender für radiometeorologische Feilstörungen auf Nachtflugstrecken, besonders in der Schweiz. 16.
- F. E. Lutkin. Directional recording of radio atmospherics. 141.
- L. Mandelstam and N. Papalexi. Measuring the velocity of electromagnetic waves. 96.
- M. C. Manneback. Progrès récents dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques à travers la haute atmosphère. 213.
- Mme Irène Mihulet Constantin Mihul. Réflexion dans l'atmosphère des ondes de radio-diffusion. 99.
- Shogo Namba, Ken-ichi Maeda and Hiroshi Yokoyama. Measurement of the incident angle of downcoming waves. 253.
- Nordlicht und Funkpeilung. 215.
- H. O. Peterson and D. R. Goddard. Field strength observations of transatlantic signals, 40 to 45 megacycles. 73.

- J. S. Mc Petrie. Reflection coefficient of the earth's surface for radio waves. 137.
- Balth. van der Pol und H. Bremmer. Ergebnisse einer Theorie über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen über eine Kugel endlicher Leitfähigkeit. 253.
- R. S. Richardson. Bright chromospheric eruptions and fade-outs of high-frequency radio transmission. 99.
- F. Schindelbauer. Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie. 97.
- Short-Wave Reception. Stations to look for and best times to listen. 138.
- Karl Stoye. Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge. 99.
- Sonnentätigkeit und Grenzwellen. 140.
- Terrestrial Magnetism. Investigations by the Carnegie Institution. Solar eruptions and short wave fade-outs. 101.
- Clara Viller and E. Schegolev. Velocity of medium radio waves near the earth's surface. 96.
- R. A. Watson Watt †, J. F. Herd and F. E. Lutkin. Nature of Atmospherics. 50.
- H. C. Webster. Aperiodic amplifier for investigating the wave-form of atmospherics. 97.
- Applications of the modulating electrode of television cathode-ray tubes in investigations of the wave-form of atmospherics. 97.
- F. W. G. White and L. W. Brown. Annual Variation of the Absorption of Wireless Waves in the Ionosphere. 99.
- , H. F. Skey and M. Geddes. Radio fade-outs, auroras and magnetic storms. 254.
- E. V. Appleton. Regularities and Irregularities in the Ionosphere. 48.
- and J. H. Piddington. Reflexion coefficients of ionospheric regions. 139.
- R. R. Bajpai and K. B. Mathur. Group velocity curves for radio-wave propagation in the ionosphere. 15.
- S. S. Banerjee and B. N. Singh. Effect of longitudinal magnetic field on the refractive index and conductivity of ionized air. 181.
- L. V. Berkner. Electrical state of the earth's outer atmosphere. 97.
- J. E. Best and J. A. Ratcliffe. Diurnal variation of the ionospheric absorption of wireless waves. 181.
- , F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe. Region E of the Ionosphere. 139.
- H. G. Booker and L. V. Berkner. Constitution of the Ionosphere and the Lorentz Polarisation Correction. 213.
- S. N. Bose und S. R. Khastgir. Anomale Dielektrizitätskonstante der künstlichen Ionosphäre. 180.
- N. E. Bradbury. Fundamental mechanism in the ionosphere. 49.
- Norris E. Bradbury. Ionization, Negative Ion Formation, and Recombination in the Ionosphere. 98.
- K. G. Budden and J. A. Ratcliffe. Effect of Catastrophic Ionospheric Disturbances on Low-Frequency Radio Waves. 100.
- Robert Bureau. Perturbations ionosphériques à début brusque et leurs effets sur les ondes longues. 140.
- Otto Burkard. Ionosphären-Forschung mittels Grenzwellen. 99.
- J. H. Dellinger. Sudden disturbances of the ionosphere. 49, 50.
- W. Dieminger und H. Blendl. Abnormale Erscheinungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht. 214.
- T. L. Eckersley. Irregular Ionic Clouds in the E Layer of the Ionosphere. 49.
- R. Eyfring, G. Goubau, Th. Netzer und J. Zenneck. Der Zustand der Ionosphäre während des Nordlichtes am 25.—26. Januar 1938 nach den Beobachtungen der Versuchsstation am Herzogstand. 214.
- T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January to May, 1937. 49.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., June, 1937. 50.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1937. 50.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., August, 1937. 50.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., September, 1937. 50.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, October, 1937. 99.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., November, 1937. 138.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., December, 1937. 138.



- T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January, 1938. 181.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., February, 1938. 181.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., March, 1938. 182.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., April, 1938. 213.
- W. M. Goodall. Ionization of the  $F_2$  region. 181.
- Jürgen Großkopf. Gegenseitige Modellungsbeeinflussung elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre. 137.
- W. L. Hafekost. Atmospheric Cross-Modulation. 137.
- Leiv Harang. Änderungen der Ionisation der höchsten Atmosphärenschichten während der Nordlichter und erdmagnetischen Störungen. 49.
- E. O. Hulburt. Photoelectric Ionization in the Ionosphere. 180.
- Seasonal Variation in  $F_2$  Ionization. 254.
- Théodore V. Ionescu. Calcul de l'intervalle de temps  $x$  entre deux chocs successifs d'un électron contre les molécules de l'ionosphère. 47.
- Calcul de temps  $x$  entre deux chocs successifs d'un électron contre les molécules de l'ionosphère. Berichtigung 47.
- Raymond Jouaust et Robert Bureau. Perturbations ionosphériques à début brusque. 255.
- T. Kazii, K. Maeda, T. Minohara, Y. Ito, T. Nakamura, M. Iwatake, T. Furuno, Y. Takeda, R. Terae. Ionospheric measurements during the total solar eclipse of June 19, 1936. 181.
- V. Kessenikh, H. Baerwald, N. Bulatov and V. Denisov. Observations of the ionosphere during the total eclipse of the sun of June 19th, 1936 in the town of Tosmk. 16.
- G. Leithäuser und B. Beckmann. Ungewöhnliche Zustände der Ionosphäre und deren Beziehung zu Nordlichtern und Erdmagnetismus. 48.
- Ken-ichi Maeda, Mitsugu Konomi and Yukio Isagawa. Measurements of the ionosphere. 214.
- and Taro Tukada. Results of measurements on the ionosphere in various parts of the world. 214.
- and Yukio Isagawa. Ionospheric measurements during the total solar eclipse of June 19, 1936. 215.
- Ken-ichi Maeda and Yukio Isagawa. Abnormal ionization of the ionosphere at night. 254.
- R. C. Majumdar. Theorie der Ionosphäre. 98.
- D. F. Martyn, G. H. Munro, A. J. Higgs and S. E. Williams. Ionospheric Disturbances, Fadeouts and Bright Hydrogen Solar Eruptions. 49.
- D. F. Martyn and G. H. Munro. Lorentz Polarization Term and the Earth's Magnetic Field in the Ionosphere. 139.
- H. S. W. Massey. Dissociation, Recombination and Attachment Processes in the Upper Atmosphere. 98.
- Robert A. Millikan. Exploring the stratosphere for new electrical effects. 49.
- S. K. Mitra and K. K. Roy. Anomalous Dielectric Constant of Artificial Ionosphere. 16, 98.
- R. Naismith. Ionospheric conditions during the solar eclipse of 19 June 1936. 100.
- A. G. McNish. Terrestrial-magnetic and ionospheric effects associated with bright chromospheric eruptions. 48.
- Terrestrial magnetic variations and the ionosphere. 49.
- H. E. Paul. Echomessungen an der Ionosphäre. 48.
- R. Penndorf. Ionosphärenforschung und ihre Bedeutung für die Geophysik. 98.
- Ivo Ranzani. Sugli agenti di ionizzazione dell'alta atmosfera. 16.
- Stato della ionosfera durante l'eclisse solare dell'8 giugno 1937. 140.
- R. S. Richardson. Nature of bright chromospheric eruptions. 49.
- R. Rivault. Contribution à l'étude des régions ionisées de la haute atmosphère. 181.
- A. M. Skellett. Meteoric Ionization in the  $E$  Region of the Ionosphere. 215.
- Newbern Smith. Extension of normal-incidence ionosphere measurements to oblique-incidence radio transmission. 16.
- Karl Stoye. 5 m-Welle, Dellinger- und Nordlicht-Erscheinungen. 138.
- S. Tetelbaum. Observations of the ionosphere made during June-July 1936 in the city of Kiev (latitude  $50^{\circ}27'$  north, longitude  $30^{\circ}30'$  East of Greenwich). 47.
- Untersuchung der Luftionisation an den oberen Atmosphärenschichten. 180.
- L. Vegard. Temperature Distribution within the Auroral Region of the Atmosphere. 73.

F. Vilbig, B. Beckmann und W. Menzel. Kurzer Überblick über die wichtigsten Probleme der Ionosphärenforschung. 180.

— — — Vorgänge in der Ionosphäre, die während des Nordlichtausbruches am 25. Januar 1938 in mittleren Breiten (52°) festgestellt wurden. 181.

Max Waldmeier. Sonneneruptionen und ionosphärische Störungen. 47.

## 6. Ultrastrahlung

Allgemeines; Ursprung und Natur der Strahlung; Ionisation

P. M. S. Blackett. Höhenstrahlung. 103.

A. H. Compton and R. N. Turner. Cosmic Rays on the Pacific Ocean. 104.

H. Euler. Theoretische Gesichtspunkte zur Untersuchung der Ultrastrahlung. 144.

C. Graef and S. Kusaka. Periodic orbits in the equatorial plane of a magnetic dipole. 265.

W. Heisenberg. Theoretische Untersuchungen zur Ultrastrahlung. 58.

V. F. Hess. New results of cosmic-ray research. 54.

Victor F. Hess. Ungelöste Probleme in der Physik. Aufgaben der nächsten Zukunft in der Erforschung der kosmischen Strahlung. 144.

Erwin Mielnickel. Höhenstrahlung (Ultrastrahlung). 218.

W. Nernst. Annahme eines stationären Zustandes im Weltall. 75.

Lothar Nordheim. Théorie des chocs et du rayonnement pour les énergies élevées. (Freinage et rayonnement des particules constituant les rayons cosmiques; création et destruction de la matière.) 58.

Bruno Rossi. Conoscenze sperimentali sulla radiazione cosmica. 258.

E. J. Schremp. Shadow Effect of Cosmic Radiation and Some Associated General Dynamical Theorems. 145.

Emile Sevin. Rayonnement cosmique et les étoiles de la série principale. 153.

Carl Størmer. Trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Fifth communication. 23.

Carl Størmer. Trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Sixth communication. 23.

Carl Størmer. Résultats des calculs numériques des trajectoires de corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire. Faisceau de trajectoires de l'infini, avec asymptotes parallèles à l'axe des X. 76.

— Résultats des calculs numériques des trajectoires de corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire. Faisceaux de trajectoires avec asymptotes parallèles à l'axe magnétique et normales à cet axe. 76.

W. F. G. Swann. Numerically Consistent Corpuscular Theory of Cosmic Rays. 145.

A. B. Werigo. Ergebnisse der Untersuchungen der kosmischen Strahlen beim Aufstieg des Stratostaten „USSR-I bis“ am 26. Juni 1935. 264.

Hannes Alfvén. Cosmic Radiation as an intra-galactic phenomenon. 53.

— Versuch zu einer Theorie über die Entstehung der kosmischen Strahlung. 76.

Gilberto Bernardini. Vedute moderne sui raggi cosmici, con particolare riguardo alla natura delle particelle che li costituiscono e al fenomeno degli sciami. 193.

P. M. S. Blackett. Nature of the penetrating component of cosmic rays. 222.

I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. Victor Neher. The Secondary Nature of Cosmic-Ray Effects in the Lower Atmosphere. 154.

Jean Crussard et Louis Leprince-Ringuet. Etude dans le grand électroaimant de Bellevue de traversées d'écrans par des particules du rayonnement cosmique. 23.

A. K. Das. Mystery of cosmic radiation. 145.

M. C. Holmes. Origin of Cosmic Rays. 103.

G. E. M. Jauncey. Possible Origin of the X Particle. 105.

R. M. Langer. Nature of the Penetrating Component of the Cosmic Radiation. 222.

G. Lemaitre and M. S. Vallarta. Allowed Cone of Cosmic Radiation. 145.

Y. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya. Nature of Cosmic-Ray Particles. 77.

Hideki Yukawa. Possible Interpretation of the Penetrating Component of the Cosmic Ray. 24.

Joh. Zirkler. Ultrastrahlung und aktive Sonnenvorgänge. 58.

Johannes Zirkler. Kosmische Ultrastrahlung und Meteoritätigkeit. 105.

- J. Clay. Ionization by Gamma-Rays and Cosmic Rays in Gases at High Pressure and High Collecting Fields. 18.
- Specific ionisation in air for cosmic rays and gamma rays. 19.
- Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung und durch Gammastrahlung. 264.
- and M. A. v. Tijn. Determination of Eve's constant as a proof for the saturation of the ionisation in air at high pressures. 19.
- Dale R. Corson and Robert B. Brode. Specific ionization and mass of cosmic ray particles. 262.
- Max G. E. Cosyns. Ionisation spécifique primaire due au rayonnement cosmique. 102.
- D. K. Froman. On by Darol K. Froman and J. C. Stearns. Altitude effect on the specific ionizing power and zenith angle distribution of cosmic rays. 260.
- O. H. Gish and K. L. Sherman. Cosmic Radiation and Electrical Conductivity in the Stratosphere. 155.
- J. Juilfs. Ionization by Radioactive Gamma and Cosmic Rays in Different Gases. 77.
- An. Rogozinski. Courants d'ionisation dans l'hexane liquide. 146.
- Edwin G. Schneider. Cosmic-Ray Ionization in the Neighborhood of a Lead Block. 222.
- Merle A. Starr. Ionization in Cosmic Ray Tracks. 149.
- E. Stuhlinger. Ionisierungsvermögen kosmischer Ultrastrahlen. 263.
- Bernhard Vinzelberg. Druckabhängigkeit und Sekundäreffekte der Ionisation durch Ultrastrahlung. 153.
- E. J. Williams. Primary ionization in helium and hydrogen. 23.
- St. Ziemecki. Use of Krypton-filled Ionization Chambers for Cosmic Ray Measurements. 19.
- Geographische Verteilung,  
Richtungsverteilung, Breiteneffekt,  
Periodizität
- Pierre Auger, Paul Ehrenfest Jr., André Freon et André Fournier. Distribution angulaire des rayons corpusculaires durs. 56.
- Max G. E. Cosyns. Abnormal Zenithal Distribution of Cosmic Rays. 104.
- A. Demmelmair. Schwankungen der kosmischen Strahlung nach Ortszeit und nach Sternzeit auf dem Hafelekar. 148.
- A. Demmelmair. Schwankungen der kosmischen Strahlung nach Ortszeit und nach Sternzeit auf dem Hafelekar. 220.
- Alfred Ehmert. Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung. 104.
- A. Ehmert. Breiteneffekt der kosmischen Ultrastrahlung. 187.
- S. E. Forbush. Sidereal Diurnal Variation in Cosmic-Ray Intensity. 260.
- Darol K. Froman and J. C. Stearns. Altitude effect on the specific ionizing power and zenith angle distribution of cosmic rays. 187.
- D. K. Froman. Note on „The altitude effect on the specific ionizing power and zenith angle distribution of cosmic rays“ by Darol K. Froman and J. C. Stearns. 260.
- Odon Godart. Contributions à la théorie des effets de latitude et d'asymétrie des rayons cosmiques. Détermination des exposants caractéristiques des trajectoires périodiques. 187.
- Bernhard Gross. Latitude Effect of the Soft Component of Cosmic Rays. 220.
- V. F. Hess. New results of cosmic ray research. 54.
- S. A. Korff, L. F. Curtiss and A. V. Astin. Latitude Effect in Cosmic Radiation at High Altitudes. 147.
- Ernst Lenz. Richtungsmessungen von Ultrastrahlungsteilchen auf dem Jungfrauoch. 56.
- H. V. Neher. East-West Effect in Southern India. 186.
- and W. H. Pickering. Latitude Effect for Cosmic-Ray Showers. 147.
- W. H. Pickering. Preliminary Experiments with a Cosmic-Ray Telescope. 186.
- and H. V. Neher. Latitude Effect for Cosmic-Ray Showers. 188.
- P. Scherrer, H. Staub and H. Wäffler. Dauerregistrierungen der Höhenstrahlung auf Jungfrauoch. 77.
- Julian L. Thompson. Solar Diurnal Variation of Cosmic-Ray Intensity as a Function of Latitude. 20.
- M. S. Vallarta. Longitude Effect of Cosmic Radiation and the Position of the Earth's Magnetic Centre. 20.
- R. T. Young, Jr. and J. C. Street. Cosmic-Ray Measurements with a Small Ionization Chamber. Variation with Altitude and Latitude of the Total Ionization for Various Shields. 54.



Schauer, Stöße

- Pierre Auger, Paul Ehrenfest et André Freon. Gerbes cosmiques en haute altitude. 56.
- , —, — et Mme Thérèse Grivet. Mécanisme de production des gerbes cosmiques. 149.
- , Raymond Maze et Mme Thérèse Grivet-Meyer. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants. 260.
- K. Barschaskas. Energieverteilung im kosmischen Strahlenschauer. 105.
- H. J. Bhabha and W. Heitler. The Passage of Fast Electrons and the Theory of Cosmic Showers. 54.
- J. K. Bøggild. Hoffmannsche Stöße und harte Komponente der Höhenstrahlen. 148.
- Arthur Bramley. Nuclear disintegrations accompanying cosmic-ray showers. 154.
- J. F. Carlson and J. R. Oppenheimer. Multiplicative Showers. 148.
- Alexandre Dauvillier et Anatole Rogozinski. Réalité des chocs d'Hoffmann. 58.
- Richard L. Doan and William P. Jesse. Rate of Production of Large Cosmic-Ray Bursts as a Function of Lead Shield Thickness. 149.
- Hans Euler. Diskussion der Hoffmannschen Stöße und der durchdringenden Komponente in der Höhenstrahlung. 262.
- Darol K. Froman and J. C. Stearns. Cosmic-Ray Shower Production Curves on Mt. Evans. 21.
- — Effects of Time and Meteorological Factors on the Intensities of Cosmic-Ray Primaries and Showers. 21.
- W. H. Furry. Fluctuations in Size of Multiplicative Showers. 149.
- H. Geiger. Kosmische Strahlenschauer. 188.
- and O. Zeiller. Verhältnis von Elektronen zu Photonen bei einem kosmischen Strahlenschauer. 189.
- Charles Haenny. Photographies de gerbes en sous-sol. 188.
- W. Heitler. Showers produced by the penetrating cosmic radiation. 261.
- D. Heyworth and Ralph D. Bennett. Measurements of the Effect of Paraffin and Lead on the Rate of Production of Very Large Cosmic-Ray Bursts. 58.
- — Measurements of the Effect of Paraffin and Lead on the Rate of Production of Very Large Cosmic-Ray Bursts. 58.
- William P. Jesse and Richard L. Doan. Rate of production of very large cosmic-ray burts as a function of lead shielding thickness. 261.
- Minoru Kobayashi and Shoji Ozaki. Energy Loss of Fast Charged Particles by Pair Creation. 225.
- L. Landau and G. Rumer. Production of Showers by Heavy Particles. 57.
- — Cascade theory of electronic showers. 220.
- H. Maier-Leibnitz. Bemerkenswerter Ultrastrahlenschauer. 220.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization from Various Materials. 56.
- — Über Koinzidenzen von Ultrastrahlungsstößen. 56.
- — Multiplicative Theory of Showers as Applied to Large Bursts of Cosmic-Ray Ionization. 220.
- Karl Z. Morgan and W. M. Nielsen. Shower Production Under Thick Layers of Various Materials. 57.
- H. V. Neher and W. H. Pickering. The latitude for cosmic-ray showers. 147.
- Heinz Nie. Koinzidenzen von Ultrastrahlungsstößen. 56.
- Walter M. Nielsen and Karl Z. Morgan. Cosmic-Ray Shower Production in Lead of Various Thicknesses. 149.
- W. M. Nielsen and J. E. Morgan. Production of Showers in Various Materials. 57.
- Y. Nishina and C. Ishii. Cosmic Ray Burst at a Depth equivalent to 800 m. of Water. 57.
- J. R. Oppenheimer. Elementary Interpretation of Showers and Bursts. 21.
- W. H. Pickering. Production of Cosmic-Ray Showers at Great Depths. 77.
- Production of Cosmic-Ray Showers at Great Depths. 150.
- and H. V. Neher. The latitude effect for cosmic-ray showers. 188.
- H. Raether. Untersuchung der Elektronenlawinen mit der Nebelkammer. 77.
- W. E. Ramsey and W. E. Danforth. Determination of the Shower Producing Efficiency of Cosmic-Ray Particles. 20.
- K. Schmeiser und W. Bothe. Entstehung der harten Ultrastrahlenschauer. 76.
- — Harte Ultrastrahlenschauer. 261.
- Hu Chien Shan, B. B. Kisilbasch and D. Ketiladge. Investigation of Cosmic-Ray Showers at 4000 m. above Sea-Level. 21.
- Merle A. Starr. Production of Cosmic Ray Showers in Lead. 149.

- J. C. Stearns and D. K. Froman. Frequency of Cosmic-Ray Showers Produced in Different Metals. 149.
- A. Valkó. Prüfung der Bhabha-Heitlerschen Theorie der Schauerbildung kosmischer Strahlung im Falle von Kohle. 224.
- V. Veksler and B. Isajev. Showers studied at the height of 4250 metres above sea-level. 190.
- J. M. Whittaker. Shot effect for showers. 104.
- R. T. Young, Jr. Cosmic-Ray Measurements with a Small Ionization Chamber. II. Comparison of Small Bursts at Different Altitudes and Their Variations with Thickness of Shield. 55.
- Höhen- und Energieverteilung, Zusammensetzung, Absorption; Sekundäreffekte; Zusammenhang mit Anderem, Sonstiges
- Kessar D. Alexopoulos. Absorption der Höhenstrahlung in dicken Schichten. 150.
- Pierre Auger. Nouvelles particules lourdes du rayonnement cosmique. 190.
- J. Barnóthy and M. Forró. Penetrating component of the cosmic radiation. 261.
- H. J. Bhabha. Penetrating Component of Cosmic Radiation. 151.
- P. M. S. Blackett. Further Measurements of the Cosmic-Ray Energy Spectrum 150.
- Energy-Range Relation for Cosmic-Ray Particles. 151.
- and J. G. Wilson. Energy Loss of Cosmic Ray Particles in Metal Plates. 21.
- Scattering of cosmic ray particles in metal plates. 222.
- Marietta Blau und Hertha Wambacher. Photographische Untersuchungen der schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung. Einzelbahnen und Zertrümmerungssterne. 146.
- Schwere Teilchen in der Ultrastrahlung. 189.
- Vorläufiger Bericht über photographische Ultrastrahlenuntersuchungen nebst einigen Versuchen über die „spontane Neutronenemission“. Auftreten von H-Strahlen ähnlichen Bahnen entsprechend mehreren Metern Reichweite in Luft. 260.
- II. Mitteilung über photographische Untersuchungen der schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung. Einzelbahnen und Zertrümmerungssterne. 260.
- I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Distribution of Energies Among the Incoming Cosmic-Ray Electrons. 187.
- New Evidence as to the Nature of the Incoming Cosmic Rays, Their Absorbability in the Atmosphere, and the Secondary Character of the Penetrating Rays Found in Such Abundance at Sea Level and Below. 188.
- Arthur Bramley. Hard Component of Cosmic Radiation. 151.
- X particle. 193.
- H. Carmichael and E. G. Dymond. High-altitude cosmic radiation measurements near the magnetic axis-pole. 225.
- J. Clay. Energie en het doordringend vermogen van de kosmische stralen. 54.
- Analysis of the cosmic radiation complex. 190.
- Arthur H. Compton. Energy Distribution Analysis of Primary Cosmic Rays. 152.
- Dale R. Corson and Robert B. Brode. Evidence for a Cosmic-Ray Particle of Intermediate Mass. 145.
- L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stockmann, B. W. Brown and S. A. Korff. Cosmic-Ray Observations in the Stratosphere. 146.
- Jean-Louis Destouches. Electron lourd. 263.
- Paul Ehrenfest. Deux clichés de rayons cosmiques pénétrants obtenus dans le champ magnétique de Bellevue, et l'existence d'une particule lourde. 260.
- Mme Thérèse Grivet-Meyer. Propriétés de la fraction pénétrante du rayonnement cosmique. 221.
- B. Gross. Hard Component of Cosmic Rays. 151.
- Deutung der Absorptionskurve der kosmischen Strahlung. 221.
- W. Heitler. Absorption of the Soft Component of Cosmic Radiation. 22.
- Analysis of Cosmic Rays. 185.
- Thomas H. Johnson. Vertical Cosmic-Ray Intensity up to 43.5 mm Hg. 18.
- Intensity of the Primary Cosmic Radiation and Its Energy Distribution. 223.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Energy Flux of the Corpuscular Cosmic Radiation. 152.
- Nature of the Soft Component of the Cosmic Radiation. 152.
- Energy Flux of the Corpuscular Cosmic Radiation. 191.
- Seth H. Neddermeyer. Penetrating Cosmic Ray Particles. 152.

- Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. 150.
- L. W. Nordheim. New Analysis of Cosmic Radiation Including the Hard Component. 187.
- Analysis of cosmic radiation including the hard component. 262.
- and E. Teller. Production of heavy electrons. 262.
- Observations made in the Highest Stratosphere Flight. 171.
- Henri D. Rathgeber. Magnetische Energiebestimmung der Teilchen der kosmischen Ultrastrahlung. 223.
- K. Schmeiser und W. Bothe. Sekundäre Ultrastrahlen kleiner Winkeldivergenz. 20.
- Erwin Schopper. Nachweis von Neutronen der Ultrastrahlung in photographischer Emulsion. 22.
- Albert Sittkus. Absorption der Ultrastrahlung in verschiedenen Materialien, gemessen mit Zählrohrkoinzidenzen 221.
- J. C. Street and E. C. Stevenson. New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron. 78.
- W. F. G. Swann. Electrodynamical Force Equation in its Bearing upon the Evidence for the Existence of a New Cosmic-Ray Particle. 18.
- , G. L. Locher and W. E. Danforth. Geiger-Müller Counter Measurements of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere. 146.
- Tokio Takéuchi, Takesi Inai, Takanosuke Sugita and Makoto Huzisawa. Direct Photographic Tracks of Cosmic-Ray. 103.
- V. Veksler and B. Isajew. Study of heavy particles in cosmic radiation at a height of 4250 meters above sea-level. 190.
- G. Wentzel. Schwere Elektronen und Theorien der Kernvorgänge. 224.
- E. J. Williams. Scattering of Cosmic-Ray Particles. 150.
- and E. Pickup. Heavy electrons in cosmic rays. 262.
- — Heavy Electrons in Cosmic Rays. 224.
- V. C. Wilson. Cosmic-Ray Intensities at Great Depths. 153.
- Hans Adam. Winkelverteilung der durch Ultrastrahlung und harte  $\gamma$ -Strahlen in Blei paarweise ausgelösten Sekundärteilchen. 186.
- Pierre Auger et Mme Grivet Meyer. Effets secondaires des rayons cosmiques à l'air libre et en sous-sol. 260.
- H. J. Bhabha. Experiment Test of the Proton-Neutron Exchange Interaction. 18.
- Marietta Blau und Hertha Wambacher. Photographische Ultrastrahlenuntersuchungen nebst Versuchen über „spontane Neutronenemission“, Auftreten von H-Strahlen ähnlichen Bahnen entsprechend mehreren Metern Reichweite in Luft. 55.
- — Disintegration Processes by Cosmic Rays with the Simultaneous Emission of Severyl Heavy Particles. 59.
- W. Bothe, W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, W. Maurer, E. Wilhelmy und K. Schmeiser. Untersuchungen über Kernumwandlung und Ultrastrahlung. 191.
- Arthur Bramley. Stopping of Fast Electrons. 153.
- Nuclear Disintegrations Accompanying Cosmic-Ray Showers. 154.
- Robert B. Brode and Merle A. Starr. Nuclear Disintegrations Produced by Cosmic Rays. 154.
- Gerd Burkhardt. H. Adam: Winkelverteilung von Sekundärteilchen. 186.
- J. Clay and J. de Bock. Soft final corpuscular rays produced by cosmic rays in the walls of an ionisation chamber. 190.
- and K. H. J. Jonker. Penetration of corpuscular cosmic rays in matter. 191.
- — Artificial radioactivity produced by cosmic rays in lead and iron. 192.
- and M. A. van Tijn. Artificial radioactivity produced by cosmic rays. 78.
- A. Filippov, A. Gdanow and I. Gurevich. Disintegration of nuclei by cosmic rays. 192.
- W. H. Furry. Fluctuation Phenomena in the Passage of High Energy Electrons through Lead. 58.
- Junkichi Itch. Production and absorption of cosmic ray secondary particles in lead. 153.
- Louis Leprince-Ringuet. Recherches sur l'interaction avec la matière des particules de très grande énergie. Electrons d'origine diverses et particules du rayonnement cosmique. 19.
- Gordon L. Locher. Cosmic-Ray Disintegrations in Light Elements. 57.
- Cloud chamber investigations of some cosmic-ray interactions with matter. 105.



- Sotohiko Nishida. Disintegration of Nucleus by Cosmic Radiation. 59.
- W. E. Ramsey, C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Artificial Radioactivity Produced by Cosmic Rays. 154.
- Jacques Solomon. Désintégrations provoquées par les électrons de très grande énergie. 154.
- H. J. Taylor, D. Fraser and V. D. Dabholkar. Disintegration Processes by Cosmic Rays in Plates impregnated with Samarium. 192.
- Shin-ichiro Tomonaga and Hidehiko Tamaki. Collision of a High Energy Neutrino with a Neutron. 102.
- B. Trumpp. Secondary effects of the hard and soft components of cosmic rays. 223.
- I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Influence of the Earth's Magnetic Field on Cosmic-Ray Intensities up to the Top of the Atmosphere. 22.
- E. M. Bruins. Cosmic rays and the earth-magnetic field. 23.
- S. Chapman. Cosmic Rays and Magnetic Storms. 59.
- J. Clay and E. M. Bruins. Magnetic storm and variation of cosmic rays. 192.
- — — Magnetic storm and variation of cosmic rays. 264.
- J. Eugster. Frage der biologischen Wirkung der harten Ultrastrahl-Schauer. 191.
- V. F. Hess. New results of cosmic ray research. 54.
- Victor F. Hess, A. Demmelmaier und R. Steinmaurer. Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung. 263.
- — — Relations between terrestrial magnetism and cosmic-ray intensity. 263.
- , R. Steinmaurer and A. Demmelmaier. Cosmic Rays and the Aurora of January 25—26. 264.
- Thomas H. Johnson. Cosmic Radiation and the Earth's Magnetism. 187.
- Werner Kolhörster. Einfluß erdmagnetischer Störungen auf Intensität, Barometereffekt und Schwankungen zweiter Art der Höhenstrahlung. 224.
- Y. Nishina, Ch. Ishii, Y. Asano and Y. Sekido. Measurements of cosmic rays during the total solar eclipse of June 19, 1936. 191.
- Carl Störmer. Variations of Cosmic Ray Intensity during Magnetic Storms. 59.
- Tokio Takéuchi and Takanosuke Sugita. Direct photographic impression of cosmic ray in magnetic field. 186.
- M. S. Vallarta and William P. Jesse. Geographic asymmetries of cosmic rays as related to the earth's magnetization. 147.
- ## 7. Physik des Meeres und der Gewässer
- ### Ozeanographie; Hydrologie
- Allgemeiner Reisebericht vom Kommandanten, Kapitän zur See Eyssen. 60.
- Jacques Bardet, Arakel Tchakirian et Mlle Raymonde Lagrange. Recherche spectrographique des éléments existant à l'état de traces dans l'eau de mer. 155.
- Bericht über die erste Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition des Forschungs- und Vermessungsschiffes „Meteor“, Februar bis Mai 1937. 59.
- Jan Blaton. Versuch einer Anwendung des Fermatschen Prinzips auf geophysikalische Wellenprobleme. 155.
- G. Böhnecke. Bericht über die Strommessungen auf der Ankerstation 369. 60.
- W. H. Bradley, M. N. Bramlette, J. A. Cushman, L. G. Henbest, K. E. Lohman and P. D. Trask. North Atlantic deep sea cores taken by the Geophysical Laboratory. 106.
- A. Defant. Ozeanographische Arbeiten auf der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition des „Meteor“, Februar bis Mai 1937. 60.
- Günter Dietrich. Fragen der Großformen und der Herkunft des Tiefenwassers im amerikanischen Mittelmeer. 25.
- „Dynamische Bezugsfläche“, Gegenwartsproblem der dynamischen Ozeanographie. 61.
- Jonas Ekman Fjeldstad. Tidal observations. 106.
- V. Frolow. Analyse des séries marégraphiques de la Norvège. 155.
- Erich Goedecke. Gesamtkalkgehalts- und Alkalinitätsverhältnisse im Oberflächenwasser der Hoofden im Januar 1935 in Beziehung zu früheren Kalkgehaltsuntersuchungen in der Nordsee. 25.
- Feuerschiffsbeobachtungen in der Deutschen Bucht während der Jahre 1920 bis 1932. 266.
- J. Goldberg. Berechnung der freien Schwingungen von Meeresbuchten. 25.
- G. R. Goldsbrough. Seiches in a Strait Connecting Two Seas. 155.

- H. B. Hachey. Exceptional temperatures of Central Atlantic water. 226.  
K. Kalle. Meereswasserfarbe. 105.  
Ph. H. Kuennen. Total amount of sedimentation in the deep sea. 79.  
Joseph Larmor. Intense radioactivity of the superficial ocean floor. 249.  
Helga Meyer. Photometrische Bestimmung des Kupfers im Seewasser. 265.  
M. Murakami. Méthode pour déterminer le débit en crue et son application à la crue du Kamo-gawa en Juin 1935. 194.  
Wolf Neuendorff. Nautischer Beitrag. 60.  
Takaharu Nomitsu, Katakusu Habu and Mitsutoshi Nakamiya. Proper Oscillations of Lake-shelves. 61.  
Maurice D'Ocagne. Observation: „Sur la détermination des pressions et vitesses dans les lames déferlantes“. 61.  
H. Oellrich. Eisverhältnisse des Winters 1936/37 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. 95.  
C. J. Östman. Eisverhältnisse der schwedischen Küsten in den Wintern von 1870/71 bis 1934/35. 43.  
— Die Eisverhältnisse der schwedischen Küsten in den Wintern von 1870/71 bis 1934/35. 73.  
Paul Petry. Détermination des pressions et vitesses dans les lames déferlantes. 61.  
Hans Pettersson. Verhältnis Thorium zu Uran in den Gesteinen und im Meer. 42.  
J. Proudman. Tidal variations of temperature in the Irish sea. 265.  
Agostino Puppo. Luce nel mare. 265.  
H. R. Seiwel. Relationship of minimum oxygen concentration to density of the water column in the Western North Atlantic. 25.  
— Short-period variations of oceanographic characteristics in the Western North Atlantic. 106.  
Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Dissipation Waves Accompanying Forced Seiches in a Bay. 25.  
— — Prevalent periods of oscillation in tidal waves. 252.  
H. C. Stetson. Current-measurements in the Georges Bank canyons. 106.  
W. Stockmann. Charakteristische Momente der horizontalen Vermischung der Wassermassen des Kaspischen Meeres im System  $S = f(t)$ . 226.  
H. Thorade. Strömungsforschung. 106.  
— Strommenge der Konvektionsströme. 106.  
— Kann eine Meeresströmung sich als Freistrahle entwickeln? 265.  
Peter Volz. Jährlicher Temperaturgang im Meere und sein Einfluß auf die geographische Verbreitung und die Tiefenverbreitung mariner Bodentiere. 24.  
Georg Weinblum. Seegangsforschung. 194.  
H. Wattenberg. Chemische Arbeiten auf der „Meteor“-Fahrt Februar bis Mai 1937. Mit Bemerkungen zur Verteilung und Regeneration der Minimumstoffe. 60.  
Jan Blaton. Anwendung des Fermatschen Prinzips auf geophysikalische Wellenprobleme. 155.  
Morrough P. O'Brien. Vertical distribution of velocity in wide rivers. 106.  
A. E. Brodsky, O. Ch. Scarre, E. I. Donzowa und M. M. Sluckaia. Isotopenzusammensetzung von Schnee und Bergflußwasser. 106.  
Brysson Cunningham. River Flow around Bends. 79.  
Herbert Grove Dorsey. Application of physics to modern hydrographic survey. 105.  
Karl Fischer und Wilhelm Friedrich. Beurteilung der Verdunstungsmessungen an freien Wasserflächen. 24.  
Johannes Herzog. Thermische Untersuchungen in Waldteichen. 60.  
Robert E. Horton. Hydrologic research. 106.  
Wolfgang Pichler. Regenflecke auf der Donau. 226.  
Paul Walter. Résistivité de l'eau de la Marne, à proximité de son confluent avec la Seine. 226.  
Birger Wendin. Entstehung der typischen sommerlichen Temperaturlage der Binnenseen. 24.  
Shinkichi Yoshimura. Abnormal thermal stratifications of inland lakes. 194.
- ### 8. Physik der Atmosphäre
- Allgemeines; Zusammensetzung der Atmosphäre; Beobachtungen und Beobachtungsergebnisse (s. auch „Klimatologie“), Wettervorhersage  
G. Böhnecke und B. Schröder. Bericht über die meteorologischen Arbeiten auf der ersten Teilfahrt der Deutschen Nordatlantischen Expedition. 60.  
Heinz Lettau. Unmittelbare Einwirkung atmosphärischer Kräfte auf die Erdkruste. 107.  
Fritz Model. Symmetriepunkte und ihre Wahrscheinlichkeit. 161.

- M. Paul. Bemerkungen zu: Hermann Fricke, Meteorologie und Schwerkraft. 205.
- August Schmauss. Ganzheitsbetrachtungen in der Meteorologie. 79.
- A. Schmauß. Ganzheitsbetrachtungen in der Meteorologie. 227.
- Edward Stenz. Meteorologisches Observatorium auf dem Kasprowy Wierch. 266.
- Edgar W. Woolard. Physical Interpretation of the Weather. 83.
- René Bernard. Observation d'un nouveau phénomène de fluorescence dans la haute atmosphère. Présence et variations d'intensité de la radiation 5893 Å dans la lumière du ciel au crépuscule. 144.
- Formation d'atomes libres de sodium dans la haute atmosphère. 217.
- Sodium in the high atmosphere. 218.
- Metastable atoms of nitrogen ( $^2P$ ) in the high atmosphere. 258.
- et Georges Déjardin. Sodium dans la haute atmosphère. 258.
- Jean Cabannes, Jean Dufay et Junior Gauzit. Sodium atmosphérique. 217.
- — Sodium in the high atmosphere. 257.
- G. C. Callendar. Artificial production of carbon dioxide and its influence on temperature. 194.
- J. Egedal. La haute atmosphère et les aurores. 257.
- F. W. Paul Götz. Vertikale Ozonverteilung nach dem Stratosphärenflug des „Explorer II“. 119.
- W. Groth und H. Suess. Photochemie der Erdatmosphäre. Entstehung des freien Sauerstoffes und photochemische Bildung organischer Stoffe. 201.
- E. O. Hulburt. Brightness of the twilight sky and the density and temperature of the atmosphere. 275.
- J. Jaumotte. Structure thermique de la stratosphère jusqu'à 30 km. 35.
- Joseph Kaplan. Pressures in the Upper Atmosphere. 275.
- Pierre Lejay. Variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère au voisinage de Shanghai. 25.
- S. K. Mitra and H. Rakshit. Distribution of the constituent gases and their pressures in the upper atmosphere. 267.
- Observations made in the Highest Stratosphere Flight. 171.
- Rudolf Penndorf. Zum Ozonproblem. Die Rolle des Ozons im Wärmehaushalt der Stratosphäre. 87.
- Rudolf Penndorf. Zusammensetzung der Luft in der hohen Atmosphäre. 155.
- Berechnung der Stratosphärentemperatur aus Messungen der atmosphärischen Absorptionskoeffizienten des Ozons. 266.
- Victor H. Regener. Neue Messungen der vertikalen Ozonverteilung in der Atmosphäre. 241.
- L. Vegard. The temperature distribution within the auroral region of the atmosphere. 73.
- E. Alt. Die Hochwasserkatastrophe im östlichen Erzgebirge am 8. bis 9. Juli 1927. Meteorologische Voraussetzungen. 68.
- P. Berger. Prévision du temps. 244.
- Irma Bleibaum. Untersuchungen über den Kerngehalt der Luft in Friedrichroda i. Thür. 241.
- W. Dammann. Definition von Starkregen. 169.
- Deutscher Witterungsbericht für Januar ... Dezember 1937. 233.
- E. Dinies. Synoptische Langfristvorhersagen bei Nordwestwetterlagen. 275.
- E. Ekhart. Überquerung der Alpen durch die Kältewelle vom 23. November 1930. 234.
- H. Externbrink. Beitrag zum Wettergeschehen im Golf von Mexiko, im Karibischen Meer und auf den Westindischen Inseln. 63.
- Erwiderung auf die Bemerkungen Rodewalds zu der Arbeit Beitrag zum Wettergeschehen usw. 243.
- R. Fickert. Hochwasserkatastrophe im östlichen Erzgebirge am 8. bis 9. Juli 1937. II. Niederschläge. 68.
- W. Findeisen. Entstehen die Kondensationskerne an der Meeresoberfläche? 66.
- Kolloidmeteorologische Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. 238.
- K. Fischer und Wilhelm Friedrich. Zur Beurteilung der Verdunstungsmessungen an freien Wasseroberflächen. 24.
- Nils Frössling. Verdunstung fallender Tropfen. 169.
- Kurt Glaß. Beobachtungszwischenfälle. 241.
- H. Glawion und F. W. Paul Götz. Staubfälle im März 1937 in Arosa. 35.
- H. Grieger. Vertikaler Leitungsstrom, Sicht, relative Feuchtigkeit und Massenaustausch. 96.
- Bohuslav Hruďička. Nebelfrostfrage. 119.



- Hilding Köhler. Nebelfrost und Schneebildung, Chlorgehalt des Nebelfrostes, des Schnees und des Seewassers im Halddegebiet. 65.
- Raphael Ed. Liesegang. Schichtenbildung in der Atmosphäre. 239.
- Alfred Lohr. Orkanartiger Sturm auf den Azoren am 9. Februar 1936. 26.
- W. Malch. Seltener Fall von Vereisung. 238.
- Fr. Model. Wetterkartensymmetrie. 113.
- Otto Müller. Bemerkungen über das Vorkommen von Kammeis. 34.
- A. Peppler. Luftdruckfeld über dem atlantischen Ozean und den angrenzenden Kontinenten im Januar, ... Dezember 1937. 233.
- Max Perutz. Artificial production of snow crystals. 238.
- W. Piersig. Gewittertätigkeit und Hagelwetter in Südbayern am 27. Juli 1936. 172.
- Fritz Prohaska. Große horizontale Temperaturdifferenzen in der freien Atmosphäre über Deutschland. 274.
- H. Reifferscheid. Polarschnee im Allgäu. 238.
- G. Riedel. Bemerkungen zu W. Finden: Entstehen die Kondensationskerne an der Meeresoberfläche? 203.
- Martin Rodewald. Hamburger Dauerregen vom 7. November 1934. Beitrag zum Problem der Regenwolke und des Landregens. 32.
- Deutschland-Orkan vom 13. Januar 1938. 228.
- Bemerkungen zu: H. Externbrink, Ein Beitrag zum Wettergeschehen im Golf von Mexiko usw. 243.
- N. Rosenblum. Die Bestimmung der Größe und der Ladungen von Staub- und Nebelteilchen. 86.
- Veikko Rossi. Glatteisbildung und Vereisung bei Flugzeugen. 234.
- Gerhard Schindler. Alto-Cumulus Mammatas? 34.
- Karl Schultze. Entstehung der Eis- und Salz-Ausblühungen. 84.
- T. E. W. Schumann. Theory of hailstone formation. 202.
- H. Seilkopf. Ozeanflugwetterdienst. 243.
- G. C. Simpson. Snow Crystal of Snowflake. 32.
- Sir George Simpson. Ice Ages. 176.
- Karl Stoye. Stengeleis. 176.
- H. Sturm. Wetterskizzen. Prognostisches Problem der Ostseezyklone vom 12. März 1936. 195.
- R. Süring. Auszüge aus deutschen Wolkentagebüchern aus der Zeit des zweiten Internationalen Polarjahres August 1932 bis August 1933. 66.
- R. C. Sutcliffe. Development in the field of barometric pressure. 267.
- Ernesto E. Tabío. Las turbonadas y la aviación. Regenböen und die Luftfahrt. 202.
- Franz Zimmer. Zur Abhandlung „W. Piersig, München, Gewittertätigkeit und Hagelwetter in Südbayern am 27. Juli 1936“. 239.
- Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre, Aerologie.
- Aerologische Übersicht für den Monat Januar ... Dezember 1937. 227.
- H. Arakawa. Mechanik der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. 62.
- Umbiegung der tropischen Wirbelstürme. 195.
- Umbiegung der tropischen Wirbelstürme. 272.
- A. Avsec. Tourbillons thermoconvectifs et électroconvectifs avec quelques applications à la météorologie. 268.
- D. Avsec et M. Luntz. Tourbillons thermoconvectifs et électroconvectifs. 269.
- Albert Baldit. Influence du relief terrestre sur les mouvements verticaux de l'air à la Banne-d'Ordanche (Massif du Mont-Dore). 26.
- Franz Baur. Störungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone. 164.
- und H. Philipps. Reibung bei Luftströmungen über dem Meer. 267.
- H. Berg. Wolkenschichtung und Wolkenstruktur. 85.
- Pierre Berger. Sondages de vent à Cointrin. 271.
- J. Bjerknes. Theorie der außertropischen Zyklonenbildung. 108.
- V. Bjerknes. Application of line integral theorems to the hydrodynamics of terrestrial and cosmic vortices. 194.
- J. Bjerknes. Saturated-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. 197.
- J. Bjerknes and E. Palmén. Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Case 4: February 15—17, 1935. 195.
- E. N. Blinova. Regarding the inclinations of the surfaces of discontinuity of an occlusion. 159.
- Max Bouet. Phénomènes préfrontaux des Alpes. 160.

- C. J. Boyden. Mechanics of the depression. Some criticisms and a contribution. 199.
- H. Brunner und H. Neumann. Winduntersuchungen in der Kieler Förde. 270.
- V. Conrad. Definition des Monsums. 26.
- A. F. Crossley. Variation of pressure accompanying a distortion of air flow. 272.
- E. Dinies. Aufbau von Steig- und Fallgebieten. 114.
- Steuerung bei dem winterlichen Wärmeeinbruch vom 24. bis 26. Dezember 1929. 164.
- Georg Dudek. Koppelung von Druckwellen und Regengebieten. 198.
- C. S. Durst. Wind structure beneath warm fronts. 272.
- and R. C. Sutcliffe. Importance of vertical motion in the development of tropical revolving storms. 196.
- L. Egersdörfer. Praktische Aerologie. 111.
- E. Ekhart. Großer Kälteeinbruch Ende November 1930. Vorgänge im Bereiche der Alpen. 231.
- Tageszeitenwinde der Alpen. 269.
- F. Entwistle. Atlantic flight and its bearings on meteorology. 280.
- H. Ertel. Dynamische Meteorologie. 107.
- Hans Ertel und Jeou-jang Jaw. Bestimmung der Parameter im Verteilungsgesetz turbulenter Windschwankungen. 267.
- H. Externbrink. Wettergeschehen im Golf von Mexiko, im Karibischen Meer und auf den Westindischen Inseln. I. u. II. 67.
- H. v. Ficker. Steuerung in der Atmosphäre. 164.
- W. Findeisen. Bemerkungen zu der Arbeit von E. Marki: „Ursache der Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung der verschiedenen Tropfengrößen bei Regen und in den Wolken“. 33.
- H. Frey. Entstehung des Hagels. 33.
- Hubert Garrigue. Étude fine des variations de température de l'air libre à bord d'un avion. 161.
- Jacques Gilbert. Vérification expérimentale indirecte de la croissance logarithmique de la vitesse du vent à partir du sol. 108.
- Ch. Golaz. Formule d'aérodynamique. 26.
- Torsten Gustafson. Inhomogenitäten von Gradientströmungen. 228.
- S. Hanzlik. Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation und die Sonnentätigkeit. 26.
- B. Haurwitz. Oscillations of the atmosphere. 80.
- Advektiv-dynamische Theorie der Luftdruckschwankungen und ihrer Periodizitäten. 114.
- und W. E. Turnbull. Vertikale Verteilung der interdiurnen Luftdruck- und Temperaturschwankungen in Troposphäre und Stratosphäre über Europa und Nordamerika. 230.
- E. W. Hewson. Application of wet-bulb potential temperature to air mass analysis. 274.
- Hermann Freiherr v. Holzhausen. Beobachtung einer Kleintrombe. 26.
- B. I. Isvekkoff. Eddy diffusion and the diurnal change of humidity. 170.
- Christian Junge. Turbulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten. 196.
- J. Kämpé de Fériet. Turbulence atmosphérique. 271.
- H. Koschmieder. Tornados und Tromben. 26.
- N. Kotschin. Vereinfachung der hydrodynamischen Gleichungen für den Fall der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. 227.
- E. Kupfer. Frontbildung durch ein „hohes“ Steiggebiet. 274.
- Pierre Lejay. Variations de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air au voisinage de Shanghai. 202.
- Heinz Lettau. Weiterführung der Freiballon-Untersuchungen über effektiven Vertikalaustausch und Luftmassen-Älterung mit Anwendung auf die Frage der Land-Verdunstung. 86.
- J. Letzmann. Horizontale Tromben. 158.
- Darstellung der äquivalent-potentiellen Temperatur in Schnitten. 197.
- Maria Lombardini. Vento di gradiente. 62.
- Hans Georg Macht. Skagerrak-Zyklo-nen. Analysen der Wetterlagen vom 25.—27. März 1930 und vom 2.—4. März 1931. 26.
- S. L. Malurkar. Instability in layers of fluids when the lower surface is heated. 80.
- Fritz Möller. Jahresgang der Temperatur in der Stratosphäre. 241.
- Gibt es nur stratosphärische Steuerung? 194.
- E. Moll. Malojawinde. 110.
- R. Mügge. Betrachtungen zur Zyklogene-se. 157.
- Wesen der Steuerung. 272.
- Fritz Müller. Strömungen der Atmosphäre über Teneriffa. 26.

- Ernst Neumann. Rolle der Zirkulationsleistung und der horizontalen Strömungsdivergenz bei der Westwetterlage vom 14.—16. Februar 1935. 233.
- C. W. B. Normand. Sources of Energy of Storms. 159.
- Instability from water vapour. 197.
- Kinetic energy liberated in an unusual layer. 197.
- E. P. Okhlopowa. Explication hydrodynamique de la formation de l'inversie dynamique de Peppler. 156.
- W. Peppler. Beiträge zur Kenntnis des Cirrusniveaus. 34.
- O. Petersen. Neigung der Magdeburger Trombe. 158.
- H. Philipps. Störungen des zonalen atmosphärischen Grundzustandes durch stratosphärische Druckwellen. 63.
- Beitrag zur Theorie der zonalen Zirkulation. 156.
- W. Piersig. Einfluß des Alpenföhns auf das Großwetter-Geschehen. 162.
- G. Pogade. Zyklolyse und Zyklogenese an nordamerikanischen Kaltfronten. 111.
- N. Racky. Bestimmung schneller individueller Temperaturänderungen in der Atmosphäre. 112.
- P. Raethjen. 50 Jahre Zyklonentheorie und die gegenwärtige Entwicklung. 37.
- 50 Jahre Zyklonentheorie und die gegenwärtige Entwicklung. Berichtigung. 89.
- Fronten und Grenzflächen in Theorie und Erfahrung. 197.
- P. R. Krishna Rao. Squalls at karachi. 229.
- H. Regula. Schwankungen der Passatgrenzen. 62.
- M. Rodewald. Wetterskizzen. Grenzfall von Steuerung: Druckwellen als Selbstfahrer. 28.
- Höhenwetterkarte und Wettervorhersage. 88.
- Allgemeine Zirkulation im strengen Winter 1928/1929. 110.
- Dreimasseneck als zyklonetischer Ort. 230.
- C.-G. Rossby and Collaborators. Aerological evidence of large-scale mixing in the atmosphere. 161.
- F. Roßmann. Bewegungsgesetz der Klein-tromben. 91.
- W. Rudloff. Berechnung der Höhe einer Fläche gleichen Druckes mit Hilfe des senkrechten Temperaturgefälles. 273.
- R. Scherhag. Synoptische Untersuchungen über die Entstehung der atlantischen Sturmwirbel. 109.
- Die Entstehung des Kanal-Sturmtiefs vom 23. Oktober 1937. 163.
- R. Scherhag. Großräumige Höhenströmungskarte. 270.
- Warum okkludieren die Zyklonen? 270.
- Koppelung von Druckwellen und Regen-gebieten. 276.
- G. Schinze. Hauptluftmassengrenzen (AF und TF) und Höhenströmung auf der Zirkumpolarkarte. 111.
- Karl Schmiedel. Stratosphärische Steuerung und Wellensteuerung. 82.
- W. Schwabl und H. Tollner. Vertikalbewegungen der Luft über einem Gletscher. 158.
- Werner Schwerdtfeger. Hohe Wolken. 240.
- und R. Schütze. Wetterflug in einem Wärmegewitter. 234.
- Shoulejkin. Principles of the monsoon theory. 26.
- W. W. Shoulejkin. Theory of monsoons. Vertical distribution of velocities. 79.
- Theory of monsoons. 159.
- A. A. Sinjagin. Essay on circulation in middle latitudes. 228.
- V. V. Sohoni and Miss M. M. Paranjpe. Latent instability in the atmosphere revealed by some Indian tephigrams. 27.
- R. Staudé. Wetterskizzen. Sind Schrumpfungsinversionen an Luftmassen oder Luftmassengrenzen gebunden? 197.
- Hans Sturm. Kaltluftzirkulation auf der Rückseite einer Zyklone. 62.
- G. Tiercy. Equation différentielle rencontrée dans un problème d'aérodynamique. 159.
- Calcul direct de la vitesse du vent en fonction de l'altitude. 196.
- Variation du gradient de pression avec l'altitude. 198.
- et Ch. Golaz. Variation de la vitesse du vent avec l'altitude. 110.
- — Calcul direct de la vitesse du vent en fonction de l'altitude. 271.
- — Vitesse du vent en fonction de l'altitude. Solution approchée, avec  $\eta$  constant. 272.
- Heinz Troeger. Äquatoriale Luftmasse. 63.
- S. P. Venkiteshwaran. Daily variations of temperature and pressure at different levels over Agra associated with passage of Western disturbances. 36.
- A. Wagner. Die allgemeine Zirkulation im strengen Winter 1928/29. 63.
- Vertikale Mächtigkeit einer thermischen Zirkulation und die vertikale Temperaturschichtung in derselben. 112.
- Theorie und Beobachtung der periodischen Gebirgswinde. 229.



- A. Wagner. Bestimmung der Intensität der allgemeinen Zirkulation. 273.
- Hurd C. Willett. Importance of Observations from the Upper Atmosphere in Long Range Weather Forecasting. 91.
- Results obtained from the analysis of Northern-Hemisphere weather maps for 1936—1937. 244.
- Klimatologie, Mikroklimatologie, Bioklimatologie
- F. Albrecht. Meßgeräte des Wärmehaushaltes an der Erdoberfläche als Mittel der bioklimatischen Forschung. 120.
- J. C. Ballard. Outgoing-radiation and surface-temperature measurements at Fargo, North Dakota. 201.
- Georg Böhme. Meteorologie des Glarner Föhns. 159.
- H. J. de Boer. Period of 5. 25 years in rainfall, temperature and pressure. 232.
- C. Braak. Climate of the Netherlands. 68.
- Het klimaat van Nederland. F. Zonneschijn en bewolking. 87.
- K. Brose. Jährlicher Gang der Windgeschwindigkeit auf der Erde. 107.
- Charles W. Brown and Wyndham O. J. Roberts. Areal frequency of tornadoes in the United States by counties, 1880—1931. 158.
- Auguste Büdel. Untersuchung der Wärmeschutzwirkung von Gittern und Pflanzen. 236.
- Konrad Büttner. Physikalische Bioklimatologie, Probleme und Methoden. 68.
- Erythembildung durch Sonnen- und Himmelstrahlung. 204.
- Bedeutung des Mikroklimas für die Klimadosierung. 235.
- Hans Burger. Boden, Vegetation und Verdunstung. 35.
- V. Conrad. Darstellung der Sonnenscheinverhältnisse eines Gebirgslandes. 29.
- und O. Kubitschek. Schneedeckenverhältnisse. Veränderlichkeit und Mächtigkeit der Schneedecke in verschiedenen Seehöhen. 66.
- W. Dammann. Nasse und trockene Perioden im Harz in Abhängigkeit von der Wetterlage. 81.
- Mittlere Temperatur des Juli in Deutschland in ihrer Abhängigkeit von den Schwankungen der Luftdruckverteilung. 162.
- G. Dascola. Studio statistico sulla distribuzione dei valori dell'umidità relativa a Parma (1909—1932). 35.
- H. Dreyling. Auftreten von Bergnebel in Abhängigkeit von der Windrichtung. Nebelverhältnisse auf mitteleuropäischen Gebirgsgipfeln. 118.
- E. Ekhart. Kenntnis der Schneedeckenverhältnisse der Ostalpen. Andauer der Schneedecke nach Stufenwerten der Schneehöhe. 33.
- E. van Everdingen. Wie soll man das Gefühl der Naßkälte erklären? 35.
- Rudolf Fischer. Sehr kalte Februare und Sonnenflecken. 234.
- Emil Flach. Atmosphärisches Geschehen und witterungsbedingter Rheumatismus. Rheumatismus. Sammlung von Einzeldarstellungen aus dem Gesamtgebiet der Rheumaerkrankungen, herausgegeben von Rudolf Jürgens. 204.
- Bedeutung der lokalklimatischen Forschung für die Meteoropathologie der Erkältungskrankheiten. 276.
- Vladimir Frolow. Composante annuelle de la température maximum au Maroc. 232.
- Rudolf Geiger. Mikroklimatische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. Temperaturverhältnisse an niederschlagsfreien, sonnenscheinreichen Sommertagen. 36.
- H. Glawion. Temperaturverlauf von Arosa als Superposition einer achtstägigen meridionalen und einer dreitägigen zonalen Temperaturwelle. 232.
- Albert Gloden. Bestimmung der Korrelationskoeffizienten zwischen dem jährlichen Ertrag an Winterweizen und der monatlichen Niederschlagsmenge im Großherzogtum Luxemburg. 242.
- H. Grebe. Die Temperaturverhältnisse in Jena von 1770 bis 1935, Beitrag zur Witterungsgeschichte von Mitteldeutschland. 63.
- F. B. Groissmayr. 24jährige Witterungsperiode und ihre erneute Bestätigung im Witterungsverlauf der Jahre 1934—1936. 28.
- Fritz Hader. Interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur am Ostabfall der Alpen. 275.
- W. Haude, O. Moese und G. Reymann. Nebel-Untersuchungen in Schlesien während des Frühjahrs 1936. 118.
- Irmgard Hesse. Ermittlung der Brücknerschen Klimaperiode aus Seespiegelschwankungen nach der Fuhrichschen Methode. 68.
- E. Heyer. Frostwechselzahlen in Luft und Boden. 160.
- K. Himpel. Klimate der geologischen Vorzeit. 163.

- K. Himpel. Klimaschwankungen. 163.
- O. Hoelper. Sonnenstrahlung und Himmelsstrahlung als klimatische Faktoren. 234.
- Max Hottinger. Luftfeuchtigkeit. 202.
- Boh. Hrudíčka. Meteorologie im Dienste der Bautechnik. 242.
- H. Israél-Köhler. Klima von Bad-Nauheim. 119.
- V. Doraiswamy Iyer and Kasturinath Sobti. Average Intensity of Rainfall on a Rainy Day in India. 168.
- Osc. V. Johansson. Studien über die Homogenität der längeren Niederschlagsreihen in Europa. 239.
- B. Jung. Klimaschwankungen. 163.
- K. Keil. Deutsche Höhenwindmessungen während des zweiten Internationalen Polarjahres 1932/1933. 107.
- Die Höhenwindverhältnisse über Deutschland während des Polarjahres. 108.
- Fritz von Kerner. Darstellung der eizzeitlichen Strahlungswechsel durch Äquivalente der Sonnenlänge. 165.
- Schneefallmengen bei Mitteltemperaturen nahe dem Gefrierpunkt. 168.
- K. Knoch. Angewandte Klimatologie als Förderer wissenschaftlicher Probleme. 119.
- Angewandte Klimatologie als Förderer wirtschaftlicher Probleme. 242.
- W. Knochenhauer. Dürre und Dürreperioden 1934. 81.
- W. Köppen. Periodische Schwankungen der Jahrestemperatur in Mitteleuropa von 1761 bis 1936. 80.
- V. N. Korotkewitsch. Übersicht der das Mikroklima umfassenden Arbeiten. 243.
- Albert Kratzer. Stadtklima. 114.
- W. Kreutz. Agrarmeteorologische Studien über Bestandsklima, Windschutz und über Transpirationsverhältnisse im Gewächshaus. 88.
- Windschutzproblem. 269.
- und M. Rohweder. Korrelationsanalyse des Temperatur- und Feuchtigkeitsverlaufes in extrem verschiedenen Böden und in der bodennahen Luft. 81.
- F. Krügler. Nächtliche Wärmehaushaltsmessungen an der Oberfläche einer grasbewachsenen Ebene. 171.
- G. Kunze. Bringen Sonnenflecken besondere Temperaturverhältnisse? 234.
- H. Landsberg. Air mass climatology for Central Pennsylvania. 79.
- Friedrich Lauscher. Zusammenhänge zwischen Monatswerten der Sonnenscheindauer und der Strahlungsintensität in zwei verschiedenen Höhen der Alpen. 31.
- Friedrich Lauscher. Besitzt der Golfstrom einen Einfluß auf die Witterung in Mitteleuropa? 68.
- Dampfdruck und Ausstrahlung in einem Gebirgsland. 85.
- P. Lautner. Flakartillerie und Wetterdienst. 243.
- A. J. ter Linden. Klimaregelung in Gebäuden. 67.
- F. Lindholm. Polares Lichtklima. 277.
- Fritz Loewe. Interdiurne Temperaturveränderlichkeit im außertropischen Australien. 231.
- P. Mauck. Klimaanlage für Doppeldeck-Eisenbahnwagen. 68.
- Otto Meißner. Bedeutung der „Eisheiligen“ im Klima von Berlin. 244.
- P.-L. Mercanton. Température de l'air à Lausanne. 160.
- José Carlos Millás. Einige Unterschiede zwischen stürmischen und nichtstürmischen Jahren im westlichen Teil Cubas. 196.
- W. Mörikofer. Möglichkeit einer Schneemengenprognose. 32.
- Über die Abkühlungsgröße. 172.
- Klimatologie des Malojawindes. 269.
- G. W. Musgrave and O. R. Neal. Rainfall and relative losses in various forms. 95.
- Oscar Rivery Ortiz. Allgemeine Verteilung des Druckes und seine periodischen und zufälligen Veränderungen. 199.
- H. Pfeleiderer. Dosierung klimatischer Heilmittel. 234.
- K. P. Ramakrishnan. Rainfall in the Indian Peninsula associated with Cyclonic Storms from the Bay of Bengal during the Post-Monsoon and Early Winter Seasons. 170.
- Zoltan Rausch †. Bedeutung der subjektiven Witterungswahrnehmungen in der Klimatherapie. 235.
- E. Reichel. Temperaturkarten der Türkei. 232.
- Klimaunterlagen für die Reichsbodenschätzung und ihre Anwendung. 243.
- G. Riedel. Singularitäten des Davoser Klimas. 68.
- Gertrud Riemerschmid. Messungen der Strahlung und der Abkühlung als Dosierungsgrundlage in der Heliotherapie. Dargestellt an einem Beispiel von Untersuchungen in Kenya, Ostafrika. 31.
- M. Robitzsch. Klima und Organismus. 119.

- Heinrich Roose. Wandtemperatur im Wohnungsklima. 276.
- Alfred Roschkott. Sonnenschein an Niederschlagstagen. 31.
- F. Olivieri Sangiacomo. Distribuzione di frequenza delle velocità del vento a Parma nel Triennio 1934—1936. 27.
- Franz Sauberer. Messungen des Strahlungshaushaltes horizontaler Flächen bei Bewölkung 4—10. 30.
- A. Schmauß. Interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur auf der Zugspitze. 63.
- Luftmassenablösungen über den östlichen Alpengebieten. 112.
- G. Schwalbe. Darstellung des säkularen Ganges der Wintertemperatur. 233.
- R. Spitaler. Vergleich zwischen den solaren Bestrahlungen in der Eiszeit und in der Gegenwart. 279.
- Ferdinand Steinhauser. Tägliche Temperaturschwankungen im Gebirge. 27.
- F. Steinhauser. Struktur des Jahresganges der Temperatur in Mitteleuropa. 113.
- und G. Perl. Jahresgang der Bereitschaft zu heiterem, wolkeigem oder trübem Wetter in den Ostalpen. 63.
- E. Sydow. Untersuchungen über die Abkühlungsverhältnisse an der Nordsee. 236.
- H. Tichy. Zum schlesischen Heilklima. 235.
- E. Urban. Verteilung der Niederschlags-häufigkeit zu Potsdam und Versuch ihrer analytischen Behandlung. 66.
- Heinrich Voigts. Messungen der Abkühlungsgröße in Lübeck-Travemünde. 165.
- A. Wagner. Gibt es im Gebirge eine Höhenzone maximalen Niederschlages? 32.
- H. Winter. Sommerliche Westlufteinbrüche und Gewitterhäufigkeit. 182.
- H. E. Witz. Frage der Klimatisierung. 68.
- Paul Zedler. Singularitäten des Niederschlages auf dem Brocken. 66.
- Sonnen- und Himmelsstrahlung, Solarkonstante, Trübung, Sicht, atmosphärische Optik
- A. Ahmed. Theory explaining the difference in the minimum altitude of visibility of the new moon at different latitudes. 200.
- A. Amerio. Registratore della radiazione solare. 278.
- D. Ashbel. Intensity of the ultraviolet rays in Palestine. 64.
- W. R. G. Atkins. Photo-electric measurements of the seasonal variations in daylight around 0,41  $\mu$ , from 1930 to 1937. 200.
- T. E. Aurén. Luminous efficiency of solar radiation. 200.
- A. Batyguina. Facteur de turbidité de l'atmosphère à quelques points de l'URSS. 202.
- Hellmut Berg. Beobachtungen des Himmelsblaus bis 5000 m Höhe über Köln. 278.
- René Bernard. Observation d'un nouveau phénomène de fluorescence dans la haute atmosphère. Présence et variations d'intensité de la radiation  $\lambda$  5893 Å dans la lumière du ciel au crépuscule. 144.
- Variations d'intensité de la raie D du sodium présente dans le spectre de la lumière du ciel au crépuscule. 201.
- Étude interférentielle de la radiation jaune  $\lambda$  5893 Å du ciel crépusculaire et preuve de la présence du sodium dans la haute atmosphère. 201.
- Jean Cabannes, Jean Dufay et Junior Gauzit. Présence du sodium dans la haute atmosphère. 185.
- Willi M. Cohn. Polarization of skylight close to the sun. 236.
- Georges Déjardin. Spectre d'absorption de l'ozone atmosphérique et la température de la haute atmosphère. 115.
- et Albert Arnulf. Spectre d'absorption ultraviolet de l'ozone atmosphérique. 83.
- , — et Démètre Cavassilas. Coefficients d'absorption et température moyenne de l'ozone atmosphérique. 83.
- — — Absorption atmosphérique et les coefficients d'absorption de l'ozone dans le spectre visible. 84.
- Walter M. Elsasser. Far infrared absorption of atmospheric water vapor. 279.
- G. Falckenberg. Experimentelles zur Druckabhängigkeit der Absorption des Wasserdampfes und der Kohlensäure für die infrarote Schwarzstrahlung. 237.
- Sebastian Finsterwalder. Astronomische Ortung von Flugaufnahmen. 280.
- Leonhard Foitzik. Lichtdurchlässigkeit der stark getrüben Atmosphäre im sichtbaren Spektralbereich. 237.
- H. Freudenberg. Spiegelung an einer Absinkversion. 236.
- F. W. Paul Götz. Grundlagen des UV-Dosimeters. 115.
- Hohe Atmosphärenschichten als Lichtfilter und Lichtspender. 235.



- P. Götz. Haloerscheinung des 23. März 1938. 236.
- Hans Goldschmidt. Messung der atmosphärischen Trübung mit einem Scheinwerfer. 236.
- Henri Grisolle. Lumière diffusée par les particules en suspension dans l'air. 279.
- P. Gruner. Photometrie des Purpurlichtes. 28.
- Photometrie des Purpurlichtes. 83.
- W. Haché. Halo complex of April 5, 1936, at Church Point, N. S. 277.
- Fritz Händel. Strahlungsmessungen mit der Kalium-Zelle in Hoch-Serfaus in Tirol (1800 m). 64.
- A. Hammad. Lichtstreuung in der Erdatmosphäre. 166.
- Lévy Herman. Absorption de l'oxygène à la limite du spectre solaire. 29.
- L. Herman et Mme Herman-Montagne. Interprétation possible des bandes de l'ozone. 84.
- O. Hoelper. Bestimmung der atmosphärischen Trübung und des Wasserdampfgehaltes aus Strahlungsmessungen. 116.
- A. R. Hogg. Measurements of solar ultraviolet radiation with the cadmium photoelectric cell. 30.
- E. O. Hulburt. Observations of a Searchlight Beam to an Altitude of 28 Kilometers. 117.
- Brightness of the twilight sky and the density and temperature of the atmosphere. 275.
- Instrument for the tyndallometric measurement of dust. 3.
- Chr. Jensen. Atmosphärisch-optischer Reinheitsgrad. 28.
- Wichtigkeit von Polarisationsmessungen. 166.
- Chr. Junge. Messung der Albedo einer Wolkenoberfläche vom Freiballon aus. 34.
- N. N. Kalitine. Valeurs de la radiation diffuse de l'atmosphère. 29.
- Y. Kawabata. Spectrographic observations of the amount of atmospheric ozone at the total solar eclipse of June 19, 1936. 200.
- W. P. Kennedy. The intensity of ultraviolet radiation from the sky in Iraq. 277.
- Fritz von Kerner. Darstellung der eizzeitlichen Strahlungswechsel durch Äquivalente der Sonnenlänge. 165.
- I. A. Khvostikov. Propriétés de la lumière diffuse du ciel. 116.
- K. O. Kiepenheuer. Sonnenstrahlung zwischen 2000 und 3000 Å. E. 30.
- T. Kitaoka. Optical observations at Memanbetu during the total solar eclipse of June 19, 1936. 200.
- Tien Kiu. Absorption atmosphérique et diffusion moléculaire d'après les mesures de la Smithsonian Institution à Montezuma. 167.
- M. Konstantinova-Schlesinger. Dosage de l'ozone atmosphérique à l'altitude de 13 et 14 km. 203.
- H. Landsberg and H. Jobbins. Determinations of sky-blue. 202.
- Measurements of sky-blue and U.V.E. 208.
- Friedrich Lauscher. Zunahme der Intensität der Sonnenstrahlung mit der Höhe. (Nach Messungen in Kremsmünster und auf dem Feuerkogel.) 31.
- F. Lauscher. Gesetzmäßige Ergebnisse von Strahlungsuntersuchungen. 117.
- Pierre Lejay. Absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère dans la bande A. 28.
- František Link. Phénomènes crépusculaires visibles pendant les éclipses totales du Soleil. 200.
- Fr. Link et H. Garrique. Brillance du ciel diurne dans le plan vertical passant par le soleil. 279.
- F. Löhle. Schätzung der Sichtweite. 166.
- Nora M. Mohler. Photographic Penetration of Haze. 28.
- R. Moss. Atmospheric optical phenomena in North East Land. 280.
- Hans Neuberger. Sonnentätigkeit und Auftreten von Haloerscheinungen. 117.
- Th. Nogier. Mesure de la radiation solaire à différentes altitudes. 199.
- M. M. Paranjpe. Variations of the solar constant and their relation to weather. 280.
- R. Penndorf. Albedo der Erde. 64.
- Crist. Predescu. Mesures photoélectriques faites à Cluj pendant l'éclipse de soleil du 19 juin 1936. 276.
- A. Puppo. Ricerche sulla radiazione solare a Col d'Olen. Radiazione diretta, diffusa, globale. 65.
- Abaco per il calcolo del fattore di trasmissione atmosferica. 236.
- Agostino Puppo e Defendente Bidasio. Risultati della campagna solare 1936 al col d'Olen. I. Premesse. Risultati delle misure di radiazione solare diretta, diffusa, globale. 278.
- Victor H. Regener. Sonnenstrahlung bei 2100 Å. 199.

- André Renaud. Halo à la surface de la neige. 277.
- W. B. Rimmer. Depletion of solar radiation by volcanic dust. 35.
- S. Rodionov and E. Pavlova. Problem of the „Umkehr-Effekt“. 277.
- , — and N. Stoopnikov. Anomalous effect in the short-wave end of the solar spectrum. 277.
- H.-U. Sandig. Extinktion und Himmels-helligkeit in Windhuk. 75.
- Gerhard Schindler. Bemerkungen zur Theorie des jährlichen Ganges der Ultraviolettstrahlung. 32.
- F. Schmid. Symétries et asymétries de la lumière pourprée. 201.
- Adolf Schneider. Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. 64.
- A. Schneider. Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. 202.
- Rudolf Stange. Messungen mit dem Bergmannschen Sichtmesser. 84.
- L. Steiner. Relation remarquable entre la quantité de la rosée et sa distribution avec la hauteur. 280.
- Etienne Vassy. Propriétés de l'ozone et leurs conséquences géophysiques. 116.
- Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy. Comparaison de l'absorption de la lumière par la basse atmosphère et par l'atmosphère totale. 279.
- Vom „Grünen Strahl“. Vier Beiträge von G. Schröder, W. Hartmann und O. Klaehn. 64.
- Helmut Weikmann. Eine schöne Haloerscheinung. 236.
- C. Wirtz. Berechnung des Trübungs-faktors. 167.
- Strahlungsbeobachtungen mit dem Silberdisk und ihre Bearbeitung nach einem Korrelationsverfahren. 200.
- W. Wundt. Reflexionsvermögen der Erde zur Eiszeit. 199.
- Donald C. Barton. Current geophysical activity in Texas, Louisiana, and the Mid-Continent. 126.
- Max Diem. Bodenatmung, Meßtechnik und Ergebnisse. 71.
- Volker Fritsch. Eigenschaften geologischer Leiter und deren Bestimmung. 243.
- V. Gnevusheff and V. Petchernikoff. Apparatus for measuring the gradient of the magnetic earth's field at an altitude. 205.
- B. E. Jones. Results to be expected from resistivity-measurements. 95.
- M. Klöss. Unterstützung bergbaulicher Aufschlußarbeiten durch magnetische Messungen. 73.
- R. Lauterbach. Geomagnetische Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. 142.
- Heinrich Löwy and M. Mahmoud Ghali. Dielectric constant of metallic suspensions and the measurement of ore content. 244.
- H. Maurer. Funkortung und seismische Ortung. 203.
- Faris Minaw and Henry Antonn. Simultaneous transmission and reception of electric waves. 206.
- G. de Niem. Feldstärke und Stromdichte eines Dipols im Erdboden. 119.
- A. E. Ostrovskij. Measurements of the rate of propagation of elastic vibrations on small bases. 133.
- E. Poldini. Phénomènes de polarisation spontanée électrique du sous-sol et leur application à la recherche des gîtes métallifères. 243.
- A. N. Sayre and E. L. Stephenson. Resistivity methods in the location of saltwater bodies in the El Paso. 95.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Model experiment confirmations of a dynamic method of minimizing the seismic vibrations of a structure. 136.
- E. Walsky. Über Messungen des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. 206.
- A. Wedemeyer. Verwendung des Kursdiagramms von G. Herrle in der Funkortung und in der Seismik. 204.
- L. E. Workman and M. M. Leighton. Search for ground-waters by the electrical resistivity-method. 95.

## 9. Angewandte Geophysik

- Allgemeines, Lagerstättenkunde, Aufschlußmethoden, Sonstiges
- G. Agamennone. Risultati scientifici d'una grande mina. 133.
- A. T. Akimov. Specific electrical resistance of frozen soils. 101.





## Namenregister der Geophysikalischen Berichte

- Adam, H. 186.  
 Aerologische Übersicht  
 1937, 227.  
 Agafonova, T. N. 94.  
 Agamennone, G. 133.  
 Agricola, A. 70.  
 Ahmed, A. 200.  
 Akimov, A. T. 101.  
 Albrecht, F. 120.  
 Alexopoulos, K. D. 150.  
 Alfvén, H. 53, 76, 259.  
 Alt, E. 68.  
 Amerio, A. 278.  
 Anderson, C. D. 150.  
 Andrianow, P. I. 43.  
 Ångström, A. 3.  
 Antoun, H. 206.  
 Appleton, E. V. 48, 98, 139.  
 Arakawa, H. 62, 92, 195,  
 272.  
 Arbenz, P. 205.  
 Archer, J. A. 45.  
 Arnulf, A. 83, 84.  
 Asano, Y. 191.  
 Ashbel, D. 64.  
 Aslakson, C. I. 129.  
 Astin, A. V. 146, 147.  
 Athanasiu, G. 183.  
 Atkins, W. R. G. 200.  
 Auger, P. 56, 149, 190, 260,  
 Aurén, T. E. 200.  
 Avsec, A. 268, 269.  
 Backer, S. de 217.  
 Bajpai, R. R. 15.  
 Baldit, A. 26.  
 Ballard, J. C. 201.  
 Banerji, S. K. 181, 183.  
 Barbier, D. 143.  
 Bardet, J. 155.  
 Barlow, E. W. 184.  
 Barnóthy, J. 261.  
 Barschauskas, K. 105.  
 Bartels, J. 99, 256.  
 Barton, D. C. 122, 126.  
 Batyguina, A. 202.  
 Baur, F. 164, 267.  
 Baxter, G. P. 248.  
 Becker, F. 42.  
 Beckmann, B. 48, 180, 181.  
 Béhounek, F. 253.  
 Béli, B. 198.  
 Bellaschi, P. L. 50.  
 Benfield, A. E. 41, 245.  
 Bennett, R. D. 58.  
 Berg, H. 85, 205, 278.  
 Berger, P. 244, 271.  
 Berkner, L. V. 48, 97, 100,  
 213.  
 Bernard, P. 11, 252.  
 —, R. 74, 144, 201, 217,  
 218, 252, 257, 258.  
 Bernardini, G. 193.  
 Berroth, A. 41, 122, 247.  
 Best, J. E. 139, 181.  
 Bhabha, H. J. 18, 54, 151.  
 Bidasio, D. 278.  
 Bijlaard, P. P. 250.  
 Bilimovitch, A. 93.  
 Bjerkness, J. 108, 194, 195,  
 197.  
 Blackett, P. M. S. 21, 103,  
 150, 151, 222.  
 Blacke, A. 135.  
 Blaton, J. 155.  
 Blau, M. 55, 59, 146, 189,  
 260.  
 Bleibaum, I. 241.  
 Blinova, E. N. 159.  
 Boaga, G. I. 130.  
 Bock, J. de 190.  
 Böhme, G. 159.  
 Böhnecke, G. 60.  
 Boer, H. J. de 232.  
 Bøggild, J. K. 148.  
 Bois, Ch. 9.  
 Booker, H. G. 213.  
 Bose, S. N. 180.  
 Bosler, J. 255.  
 Bothe, W. 20, 76, 191, 261.  
 Bouet, M. 160.  
 Bowen, I. S. 22, 154, 187,  
 188.  
 Boyden, C. J. 199.  
 Braak, C. 4, 68, 87.  
 Braaten, A. M. 254.  
 Bradbury, N. E. 49, 98.  
 Bradley, W. H. 106.  
 Bramlette, M. N. 106.  
 Bramley, A. 151, 153, 154,  
 175, 193.  
 Brammer, F. E. 18.  
 Brandstetter, H. 256.  
 Brazier, Ch.-É. 211.  
 Bremmer, H. 253.  
 Brewer, A. K. 42.  
 Brode, R. B. 145, 154, 262.  
 Brodsky, A. E. 106.  
 Brose, K. 107.  
 Brown, B. W. 146.  
 —, Ch. W. 158.  
 —, L. W. 99.  
 Browne, B. C. 37.  
 Brünelli, B. E. 246.  
 Bruins, E. M. 23, 192, 264.  
 Brunner, G. J. 211.  
 —, H. 270.  
 —, W. 28, 46.  
 Bruun, J. H. 42.  
 Budden, K. G. 100.  
 Büdel, A. 236.  
 Büttner, K. 68, 204, 235.  
 Bullard, E. C. 245, 250.  
 Bullen, K. E. 8, 9, 251.  
 Bureau, R. 100, 140, 183,  
 215, 255.  
 Burgaud, M. 142.  
 Burger, H. 35.  
 Burkard, O. 99.  
 Burkhardt, G. 186.  
 Burrows, Ch. R. 97.  
 Burwell, C. G. 75.  
 Cabannes, J. 144, 185, 217,  
 257.  
 Callendar, G. C. 194.  
 Caloi, P. 9.  
 Camichel, H. 184.  
 Cario, G. 53.  
 Carlson, J. F. 148.  
 Carmichael, H. 225.  
 Cavassilas, D. 83.  
 Chalmers, J. A. 168.  
 Chapman, S. 59, 184.  
 Chi, Ch. H. 176, 249.  
 Chlopin, W. G. 128.  
 Chronometer-Wettbewerb-  
 prüfung 2.  
 Classen, J. 217.  
 Clay, J. 18, 19, 54, 78, 179,  
 190, 191, 192, 264.  
 Coblentz, W. W. 70.  
 Cohn, W. M. 236.

Collens, H. 50, 255.  
Colwell, R. C. 99.  
Compton, A. H. 104, 152.  
Conrad, V. 26, 29, 66, 121.  
Corral, J. I. 174.  
Corson, D. R. 145, 262.  
Cosyns, M. G. E. 102, 104.  
Crossley, A. F. 272.  
Crussard, J. 23.  
Cunningham, B. 79.  
Curtiss, L. F. 146, 147.  
Cushman, J. A. 106.

Daly, R. A. 249.  
Dammann, W. 81, 162, 169, 207.  
Danforth, W. E. 20, 146.  
Das, A. K. 145.  
Dascola, G. 35.  
Dauvillier, A. 19, 58.  
Defant, A. 60.  
Déjardin, G. 83, 84, 115, 218, 258.  
Dellinger, J. H. 49, 50.  
Dellinger Effect 100.  
Demetrescu, G. 124.  
Demmelmair, A. 148, 220, 263, 264.  
Destouches, J.-L. 263.  
Dey, L. J. L. 179.  
Diamond, H. 247.  
Diem, M. 71.  
Dieminger, W. 214.  
Dieterichs, H. 90.  
Dietrich, G. 25, 61.  
Dinies, E. 114, 164, 275.  
Dinkelacker, O. 92, 159.  
Doan, R. L. 149.  
Donzowa, E. I. 106.  
Dorn, P. 5.  
Dorsey, H. G. 105.  
Dreyer, H. 71.  
Dreyling, H. 118.  
Dudek, G. 198.  
Dufay, J. 53, 144, 184, 185, 217, 257.  
Duffendack, O. S. 102, 146.  
Dunmore, F. W. 247.  
Durst, C. S. 196, 272.  
Dymond, E. G. 225.

Éblé, L. 100, 256.  
Eckart, C. 259.  
Eckel, O. 208.  
Eckersley, T. L. 49, 139.  
Egedal, J. 257.  
Egelhaaf, H. 102.  
Egersdörfer, L. 111.  
Ehmert, A. 104, 187.

Ehrenfest, P. 56, 149, 260.  
Ekhart, E. 33, 231, 234, 269.  
Elsasser, W. M. 279.  
Elvey, C. T. 143.  
Entwistle, F. 280.  
Errulat, F. 51, 60.  
Ertel, H. 107, 267.  
Esclangon, E. 257.  
Engster, J. 191.  
Euler, H. 144, 262.  
Evans, R. D. 5, 248.  
Eve, A. S. 184.  
Everdingen, E. van 35.  
Ewing, M. 129.  
Externbrink, H. 63, 67, 243.  
Eyfring, R. 214.

Failla, G. 219.  
Faillettaz, R. 126, 182.  
Falckenberg, G. 237.  
Falgon, R. 84.  
Fanslau, G. 51, 71, 256.  
Farmer, F. T. 98, 139.  
Faulkoner, W. B. M. 42.  
Fedtke, C. 217.  
Feldman, C. B. 179.  
Fendler, E. 179.  
Ficker, H. v. 164.  
Fickert, R. 68.  
Field, R. M. 124.  
Filippov, A. 192.  
Findeisen, W. 33, 66, 71, 238.

Finsterwalder, S. 280.  
Fischer, K. 24, 173.  
—, R. 234.  
Fjeldstad, J. E. 106.  
Flach, E. 204, 276.  
Fleming, J. A. 1, 142.  
Foitzik, L. 237.  
Forbush, S. E. 260.  
Forró, M. 261.  
Fournier, A. 56.  
Frankenburger, W. 208.  
Freon, A. 56, 149.  
Freudenberg, H. 236.  
Frey, H. 33.  
Friedrich, W. 24.  
Friend, A. W. 99.  
Fritsch, V. 37, 243.  
Fritz, G. 174.  
Fritzsche, G. 45.  
Frössling, N. 168, 169.  
Frolow, V. 155, 232.  
Froman, D. K. 21, 149, 187, 260.  
Fryer, O. G. 175.

Fuchida, T. 1, 129.  
Fuchs, F. 209.  
Fujiwhara, S. 132.  
Fukutomi, T. 136.  
Furry, W. H. 58, 149.  
Furuno, T. 181.  
  
Gabran, O. 174.  
Galanopoulos, A. 212.  
Garrigue, H. 42, 53, 161, 184, 279.  
Gassmann, F. 123, 124, 132.  
Gauzit, J. 184, 185, 217, 257.  
Gdanow, A. 192.  
Geddes, M. 254.  
Gees, R.-H. 44.  
Geiger, H. 188, 189.  
—, R. 36.  
Génaux, L. 211.  
General, J. 254.  
Gentner, W. 191.  
Georgi, J. 91.  
Getting, I. A. 103, 145.  
Ghali, M. M. 244.  
Gião, A. 121.  
Giarratana, J. 103.  
Gibault, G. 142, 256.  
Gibson, R. E. 95.  
Gilbert, J. 108.  
Gilliland, T. R. 15, 49, 50, 99, 138, 181, 182, 213.  
Giovannelli, R. G. 217.  
Gish, O. H. 90, 137, 155.  
Glaß, K. 241.  
Glawion, H. 35, 232.  
Gloden, A. 242.  
Gnevusheff, V. 205.  
Godart, O. 187.  
Goddard, D. R. 73.  
Goedecke, E. 25, 266.  
Götz, P. 35, 115, 119, 235, 236.  
Golay, M. J. E. 173.  
Golaz, Ch. 26, 110, 271, 272.  
Goldberg, J. 25.  
Goldsbrough, G. R. 155.  
Goldschmidt, H. 236.  
Goodall, W. M. 181.  
Goodman, C. 5, 248.  
Goranson, R. W. 131.  
Gorodetzky, S. 220, 259.  
Goubau, G. 214.  
Goudey, R. 176.  
Graef, C. 265.  
Grant, C. K. 245.  
Grebe, H. 63.  
Greinacher, H. 69.

Grieger, H. 96.  
 Griffiths, J. H. E. 18.  
 Grisollet, H. 279.  
 Grivet-Meyer, Th. 149, 221, 260.  
 Groissmayr, F. B. 28.  
 Gross, B. 151, 220, 221.  
 Großkopf, J. 137.  
 Groth, W. 201.  
 Grüner Strahl 64.  
 Gruner, P. 28, 83.  
 Guillet, A. 89.  
 Gunn, R. 4.  
 Gurewitsch, J. 192.  
 Gustafson, T. 228.  
 Gutenberg, B. 133, 134, 251.  
 Haalck, H. 51, 216.  
 Habu, K. 61.  
 Haché, W. 277.  
 Hachey, H. B. 226.  
 Hader, F. 275.  
 Händel, F. 64.  
 Haenny, Ch. 188.  
 Hafekost, W. L. 137.  
 Haffner, H. 53.  
 Hagiwara, T. 11, 135, 246.  
 Hahn, O. 209.  
 Hammad, A. 166.  
 Hammerschmid, H. 208.  
 Handel, P. v. 137.  
 Hanzlik, S. 26.  
 Harang, L. 49, 51, 53, 73.  
 Hartnell, G. 124.  
 Hasegawa, M. 51, 183, 184.  
 Haskell, N. A. 128.  
 Hata, S. 94.  
 Hatakeyama, H. 184.  
 Haude, W. 118.  
 Haurwitz, B. 80, 114, 230.  
 Hayami, S. 184.  
 Hecht, F. 210, 211.  
 Heisenberg, W. 58.  
 Heitler, W. 22, 54, 185, 261.  
 Henbest, L. G. 106.  
 Henze, H. 1.  
 Herd, J. F. 50.  
 Herman, L. 29, 84.  
 Herman-Montagne, Mme 84.  
 Herzog, J. 60.  
 Hess, H. H. 129.  
 —, V. F. 54, 144, 263, 264.  
 Hesse, I. 68.  
 Hewson, E. W. 74, 274.  
 Heyer, E. 160.  
 Heyworth, D. 58.

Hicks-Brunn, M. H. 42.  
 Higasinaka, H. 184.  
 Higgs, A. J. 49, 217.  
 Highest Stratosphere Flight 171.  
 Himpel, K. 163.  
 Hinmann, W. S. Jr. 247.  
 Hodges, D. B. 255.  
 Hodgson, E. A. 135.  
 Hoelper, O. 3, 116, 234.  
 Hogg, A. R. 30.  
 Holmes, M. C. 103.  
 Holzer, R. E. 17, 215.  
 Holzhausen, H. Freiherr v. 26.  
 Horton, R. E. 106.  
 Hoskinson, A. J. 122.  
 Hottinger, M. 202.  
 Hoyer, L. 5.  
 Hrudicka, B. 119, 242.  
 Hulburt, E. O. 117, 180, 254, 275.  
 Hummel, K. 121.  
 Huxley, L. G. H. 139.  
 Huzii, Z. 136.  
 Huzisawa, M. 103.  
 Ichimiya, T. 77.  
 Iida, K. 13, 14, 132.  
 Imori, S. 94.  
 Ikebe, T. 51, 52, 176.  
 Imamuti, S. 184.  
 Immelman, M. N. S. 255.  
 Immler, W. 46.  
 Inai, T. 103.  
 Inouye, W. 7, 131, 132, 252.  
 Ionescu, T. V. 47.  
 Isagawa, Y. 214, 215, 254.  
 Isajev, B. 190.  
 Ishii, Ch. 57, 191.  
 Ishimoto, M. 13, 14, 136.  
 Ising, G. 123.  
 Israël-Köhler, H. 38, 41, 90, 119.  
 Isvekoff, B. I. 170.  
 Itch, J. 153.  
 Ito, Y. 181.  
 Iwataka, M. 181.  
 Iyer, V. D. 168.  
 Jaumotte, J. 35.  
 Jauncey, G. E. M. 105.  
 Jaw, J.-j. 267.  
 Jeffreys, H. 1, 9, 44, 45, 69, 127, 133, 212.  
 Jelinek, A. 205.  
 Jensen, Chr. 28, 37, 166.  
 Jesse, W. P. 147, 149, 261.

Jobbins, H. 202, 208.  
 Johansson, O. V. 239.  
 Johnson, T. H. 18, 187, 223.  
 Jones, B. E. 95.  
 —, C. 219.  
 —, H. Sp. 248.  
 Jonker, K. H. J. 191, 192.  
 Jouaust, R. 100, 255.  
 Juilfs, J. 23, 77.  
 Jung, B. 163.  
 —, H. 69.  
 —, K. 176.  
 Junge, Chr. 34, 196.  
 Kähler, K. 73, 121.  
 Kaehne, K. 1.  
 Kalitine, N. N. 29.  
 Kalle, K. 105.  
 Kampé de Fériet, J. 271.  
 Kanai, K. 6, 10, 11, 12, 13, 25, 133, 136, 177, 178, 249, 251, 252.  
 Kaplan, J. 101, 258, 275.  
 Kapustinskaya, N. 94.  
 Kapustinski, A. F. 126.  
 Katô, Y. 184.  
 Kawabata, Y. 200.  
 Kwasumi, H. 2, 7, 8.  
 Kazii, T. 181.  
 Keil, K. 1, 107, 108, 205.  
 Kelley, W. M. 248.  
 Kennard, T. G. 101.  
 Kennedy, W. P. 277.  
 Kenrick, G. W. 254.  
 Kerner, F. v. 165, 168.  
 Kerst, D. W. 219.  
 Kessenikh, V. 16.  
 Ketiladze, D. 21.  
 Khastgir, S. R. 180.  
 Khvostikov, I. A. 116.  
 Kiepenheuer, K. O. 30.  
 Kinoshita, Z. 2, 8, 252.  
 Kirby, S. S. 15, 49, 50, 99, 138, 181, 182, 213.  
 Kirsch, G. 174, 211, 247.  
 Kishinouye, F. 132.  
 Kisilbasch, B. B. 21.  
 Kitaoka, T. 200.  
 Kiu, T. 167.  
 Klein, W. 69.  
 Kleinschmidt, E. 245.  
 Klöss, M. 73.  
 Knetsch, G. 210.  
 Knoch, K. 119, 242.  
 Knochenhauer, W. 81.  
 Kobayasi, M. 225.  
 Köhler, H. 65.  
 Köller, W. 122.



- Koene, C. P. 210.  
 Köppen, W. 80.  
 Kolhörster, W. 224.  
 Konomi, M. 214.  
 Konstantinova-Schlesinger, M. 203.  
 Kopcewics, Th. 5.  
 Korff, S. A. 146, 147.  
 Korotkewitsch, V. N. 243.  
 Koschmieder, H. 26, 39.  
 Kotsakis, D. 217.  
 Kotschin, N. 227.  
 Kratzer, A. 114.  
 Kreutz, W. 81, 88, 269.  
 Kroupa, E. 210.  
 Krüger, F. 171.  
 Krug, H.-D. 135.  
 Krumbach, G. 173.  
 Kubitschek, O. 66.  
 Kuenen, Ph. H. 79, 175.  
 Kunze, G. 140, 234.  
 Kupfer, E. 274.  
 Kusaka, S. 265.  
 Kusunose, Y. 214.  
 Kuwahara, S. 184.
- Lagrange, R. 155.  
 Lagrula, J. 211, 256.  
 Lambert, W. D. 128.  
 Landau, L. 57, 220.  
 Landsberg, H. 79, 132, 202, 208.  
 Langer, R. M. 222.  
 Langmaack, W. 91, 272.  
 Larmor, J. 140, 176, 211, 249.  
 Lasserre, A. 256.  
 Lauder milk, J. D. 101.  
 Lauscher, F. 31, 68, 85, 117, 173.  
 Lauterbach, R. 142.  
 Lautner, P. 243.  
 Lawson, J. L. 219.  
 Leckie, A. J. 178.  
 Ledersteger, K. 175.  
 Lehmann, I. 45.  
 Leighton, M. M. 95.  
 Leithäuser, G. 48.  
 Lejay, P. 5, 25, 28, 176, 202, 249.  
 Lemaitre, G. 145.  
 Lenz, E. 56.  
 Leprince-Ringuet, L. 19, 23.  
 Lettau, H. 4, 72, 86, 107.  
 Letzmann, J. 158, 197.  
 Lewis, W. B. 103.  
 Liebermann, K. 217.  
 Liesegang, R. E. 239.
- Lifschutz, H. 102, 146, 219.  
 Lindberg, E. 44.  
 Lindblad, A. 173.  
 Linden, A. J. ter. 67.  
 Lindholm, F. 277.  
 Link, F. 200, 279.  
 Linke, F. 3.  
 Lisman, J. H. C. 15.  
 Little, D. M. 126.  
 Locher, G. L. 57, 105, 146.  
 Loeff, M. v. d. 138.  
 Löhle, F. 166.  
 Loeser, G. 38.  
 Loewe, F. 231.  
 Löwy, H. 244.  
 Lohmann, K. E. 106.  
 Lohr, A. 26.  
 Lombardini, M. 62.  
 Lowder milk, W. C. 95.  
 Lüttsch, O. 4.  
 Lugeon, J. 16.  
 Luntz, M. 269.  
 Lusignan, Jr., J. T. 215.  
 Lutkin, F. E. 50, 141.  
 Lutz, C. W. 212.  
 Lynch, J. 127.  
 Lyschede, J. M. 218.
- Macelwane, J. B. 135.  
 Macht, H. G. 26.  
 Madsen, J. C. 218.  
 Maeda, K. 181, 214, 215, 253, 254.  
 Mäde, A. 69.  
 Magnetischer Charakter des Jahres 1936. 17.  
 Maier-Leibnitz, H. 191, 220.  
 Majumdar, R. C. 98.  
 Malan, D. 100.  
 —, D. J. 50.  
 Malch, W. 238.  
 Malmqvist, D. 173.  
 Malurkar, S. L. 80.  
 Mandelstam, L. 96.  
 Manneback, M. C. 213.  
 Martin, H. 12.  
 —, K. 89.  
 Martyn, D. F. 49, 139.  
 Massey, H. S. W. 98.  
 Mathur, K. B. 15.  
 Matuzawa, T. 132.  
 Mauchly, J. W. 92, 136.  
 Mauck, P. 68.  
 Maurain, Ch. 17, 143.  
 Maurer, H. 203, 245.  
 —, W. 191.  
 Maze, R. 259.  
 Mc Neill, D. B. 184.
- Mc Nish, A. G. 18, 48, 49, 142, 205.  
 Mc Petrie, J. S. 137.  
 Medi, E. 253.  
 Meinesz, F. A. V. 43, 46, 69, 72.  
 Meinzer, O. E. 95.  
 Meisser, O. 2, 89, 123.  
 Meissner, O. 244.  
 Meixner, J. 258.  
 Menzel, W. 180, 181.  
 Mercanton, P.-L. 160, 245.  
 Mercier, A. 128, 209.  
 Merrill, P. W. 75.  
 Meteorfahrt 1937. 59.  
 Meyer, H. 265.  
 —, St. 72, 94, 248.  
 Miehlnickel, E. 218.  
 Mihai, N. K. 5, 6.  
 Mihul, C. 99.  
 —, Mme I. 99.  
 Mikhalev, P. F. 130.  
 Milankovitch, M. 92, 93.  
 Mildebrath, E. 247.  
 Mildner, P. 245.  
 Millás, J. C. 196.  
 Miller, L. F. 40.  
 Millikan, R. A. 22, 49, 154, 187, 188.  
 Minakami, T. 6, 14, 131.  
 Minaw, F. 206.  
 Minohara, T. 181.  
 Mironovitch, V. 247.  
 Missenard, A. 70.  
 Mitra, S. K. 16, 98, 267.  
 Miyabe, N. 6, 14, 130, 134.  
 Model, F. 113, 161.  
 Möller, F. 194, 241.  
 Mörikofer, W. 32, 40, 124, 125, 172, 269.  
 Moese, O. 118.  
 Mohler, N. M. 28.  
 Moll, E. 110.  
 Montgomery, C. G. 56, 152, 154, 191, 220.  
 —, D. D. 56, 152, 154, 191, 220.  
 Morgan, J. E. 57, 149.  
 —, K. Z. 57.  
 Moss, R. 280.  
 Mount Wilson magnetic observations 217.  
 Moussiegt, J. 247.  
 Mügge, R. 157, 272.  
 Müller, F. 26.  
 —, O. 34.  
 Munro, G. H. 49, 139.  
 Murakami, M. 194.  
 Musgrave, G. W. 95.

- Nagaoka, H. 51, 52, 176.  
 Nagata, T. 143, 177, 250.  
 Nagel, F. 38.  
 Naismith, R. 100.  
 Nakamati, H. 132.  
 Nakamiya, M. 61.  
 Nakamura, S. T. 184.  
 —, T. 181.  
 Namba, S. 214, 253.  
 Nasu, N. 11.  
 Neal, O. R. 95.  
 Neddermeyer, S. H. 150, 152.  
 Neher, H. V. 22, 146, 147, 150, 154, 186, 187, 188.  
 Nernst, W. 75.  
 Netzer, Th. 214.  
 Neuberger, H. 117.  
 Neuendorff, W. 60.  
 Neugebauer, Th. 17.  
 Neumann, E. 233.  
 —, H. 270.  
 Nie, H. 56.  
 Nielsen, W. M. 47, 57, 149.  
 Niem, G. de 119.  
 Niethammer, Th. 1.  
 Nishida, S. 55, 59.  
 Nishina, Y. 57, 77, 191.  
 Nishimura, G. 177, 212.  
 Nisikawa, Y. 132.  
 Nogier, Th. 199.  
 Nomitsu, T. 61.  
 Nordheim, L. W. 58, 187, 262.  
 Nordlicht und Funkpeilung 215.  
 Normand, C. W. B. 159, 197.  
 O'Brien, M. P. 106.  
 Ocagne, M. D' 61.  
 Oellrich, H. 95.  
 Östman, C. J. 43, 73.  
 Okhlopkowa, E. P. 156.  
 Omote, S. 11, 135.  
 Omshansky, M. A. 122.  
 Ono, S. 184.  
 Oppenheimer, J. R. 21, 148.  
 Orstrand, C. E. Van 127.  
 Ortiz, O. R. 199.  
 Ostrovskij, A. E. 133.  
 Ôta, M. 183.  
 Ower, E. 247.  
 Ozoki, S. 225.  
 Palme, W. 40.  
 Palmén, E. 195.  
 Papalexi, N. 96.  
 Paranjpe, M. M. 27, 280.  
 Pasquill, F. 168.  
 Patton, R. S. † 121.  
 Paul, H. E. 48.  
 —, M. 205.  
 Pavlova, E. 277.  
 Penndorf, R. 64, 87, 98, 155, 266.  
 Peppler, A. 233.  
 —, W. 34, 205.  
 Perl, G. 63.  
 Perret, F. A. 89.  
 Pertz, H. 94, 248.  
 Perutz, M. 238.  
 Petchernikoff, V. 205.  
 Peterschmitt, E. 95.  
 Peterson, H. O. 73, 158.  
 Petry, P. 61.  
 Pettersson, H. 42.  
 Pfister, W. 137.  
 Pfeleiderer, H. 234.  
 Philipps, H. 63, 156, 267.  
 Pichler, W. 226.  
 Pickering, W. H. 77, 146, 147, 150, 186, 188.  
 Pickup, E. 224, 262.  
 Piddington, J. H. 139.  
 Piersig, W. 162, 172.  
 Plăcinteanu, I. I. 250.  
 Plendl, H. 214.  
 Pogade, G. 111.  
 Pol, B. van der 253.  
 Poldini, E. 243.  
 Pollak, L. W. 3, 40, 90, 209.  
 Poole, J. H. J. 210.  
 Popescu-Cernauți, I. G. 178.  
 Predescu, C. 276.  
 Prohaska, F. 274.  
 Prokofjev, A. 19.  
 Proudman, J. 265.  
 Puppo, A. 65, 236, 265, 278.  
 Racky, N. 112.  
 Raether, H. 77.  
 Raethjen, P. 37, 89, 197.  
 Rakshit, H. 267.  
 Ramakrishnan, K. P. 170.  
 Ramanathan, K. R. 101.  
 Ramsey, W. E. 20, 154, 219.  
 Ranzi, I. 16, 140.  
 Rao, P. R. K. 229.  
 Ratcliffe, J. A. 98, 100, 139, 181.  
 Rathgeber, H. D. 223.  
 Rausch, Z. † 235.  
 Rayleigh 127, 211.  
 Regener, V. H. 199, 241.  
 Regula, H. 62.  
 Reichel, E. 232, 243.  
 Reifferscheid, H. 238.  
 Reisebericht der Meteorfahrt 60.  
 Rempp, G. 70.  
 Renaud, A. 277.  
 Reymann, G. 118.  
 Reymer, S. E. 15, 49, 50, 99, 138.  
 Richardson, J. R. 220.  
 —, R. S. 49, 99.  
 Richter, C. F. 134.  
 —, N. 218.  
 Riedel, G. 68, 203.  
 Riemerschmid, G. 31.  
 Rimmer, W. B. 35.  
 Rivault, R. 181.  
 Roberts, W. O. J. 158.  
 Robitzsch, M. 119.  
 Rodewald, M. 28, 32, 88, 110, 228, 230, 243.  
 Rodgers, E. 259.  
 Rodionov, S. 277.  
 Rogozinski, A. 58, 146.  
 Rohweder, M. 81.  
 Rooney, W. J. 141.  
 Roose, H. 276.  
 Rosa, G. 70.  
 Roschkott, A. 31, 37.  
 Rôse, D. C. 73.  
 Rosenblum, N. 86.  
 Roßbach, H. F. 211.  
 Rossby, C.-G. 161.  
 Rossi, B. 258.  
 —, V. 234.  
 Roßmann, F. 91.  
 Roth, W. A. 24.  
 Rothé, E. 5, 95.  
 —, J. P. 51, 250.  
 Rougerie, P. 101.  
 Roy, K. K. 16, 98.  
 Royer, L. 5.  
 Ruark, A. 18, 185, 219.  
 Rudloff, W. 273.  
 Rudnick, J. 53.  
 —, P. 143.  
 Rudolph, H. 46.  
 Rumer, G. 57, 220.  
 Ruud, I. 130.  
 Rybner, J. 89.  
 Sandig, H.-U. 75.  
 Sanford, R. F. 53, 75.  
 Sangiacomo, F. O. 27.  
 Sauberer, F. 30, 39, 208.  
 Sayre, A. N. 95.  
 Scarre, O. Ch. 106.  
 Schedler, A. 37.

- Schegolev, E. 96.  
 Scherhag, R. 109, 163, 270, 276.  
 Scherrer, P. 77.  
 Schindelbauer, F. 97.  
 Schindler, G. 32, 34.  
 Schinze, G. 111.  
 Schlesinger, F. 94, 248.  
 Schlomka, T. 51.  
 Schmauß, A. 63, 79, 112, 227.  
 Schmeiser, K. 20, 76, 191, 261.  
 Schmerwitz, G. 37.  
 Schmid, F. 201.  
 Schmidlin, H. 141.  
 Schmidt, A. 246.  
 —, W. † 235.  
 Schmiedel, K. 82.  
 Schneider, A. 64, 202.  
 —, E. G. 222.  
 —, R. 205.  
 Schnirman, G. L. 123.  
 Schonland, B. F. J. 126, 140, 255.  
 Schopper, E. 22.  
 Schouten, J. P. 141.  
 Schremp, E. J. 145,  
 Schrimpf 91.  
 Schröder, B. 60.  
 Schuchert, Ch. 94.  
 Schütte, K. 2.  
 Schütze, R. 234.  
 Schuler, M. 247.  
 Schultze, K. 84.  
 Schulz, B. 174.  
 —, L. 14.  
 Schulze, R. 102.  
 Schumacher, A. 2.  
 Schumann, R. 209.  
 —, T. E. W. 202.  
 Schwabl, W. 158.  
 Schwalbe, G. 233.  
 Schwertfeger, W. 234, 240.  
 Sconzo, P. 250.  
 Seidl, F. 137.  
 Seilkopf, H. 243.  
 Seiwel, H. R. 25, 106.  
 Sekido, Y. 191.  
 Šemiakin, F. M. 130.  
 Senda, K. 184.  
 Sevin, É. 153.  
 Sezawa, K. 6, 10, 11, 12, 13, 25, 127, 133, 136, 177, 178, 249, 251, 252.  
 Shamovsky, L. 94.  
 Shan, H. C. 21.  
 Shepard, E. R. 124.  
 Sherman, K. L. 90, 137, 155.  
 Shonka, F. R. 259.  
 Short-Wave-Reception 138.  
 Shoulejkin, W. W. 26, 79, 159.  
 Sibinga, G. L. S. 96.  
 Sieberg, A. 124.  
 Simpson, G. C. 32, 176.  
 Singh, B. N. 181.  
 Sinjagin, A. A. 228.  
 Sittkus, A. 221.  
 Sizoo, G. J. 210.  
 Skellett, A. M. 215.  
 Skey, H. F. 254.  
 Slawsky, M. M. 102, 146.  
 Sluckaia, M. M. 106.  
 Smirnov, N. S. 121.  
 Smith, N. 15, 16, 49, 50, 99, 138, 181, 182, 213.  
 Smolik, L. 240.  
 Snoddy, L. B. 215.  
 Sobti, K. 168.  
 Sohoni, V. V. 27.  
 Solar Eruptions and Short Wave Fade-Outs 101.  
 Solomon, J. 154.  
 Spangenberg, W. W. 182.  
 Spitaler, R. 279.  
 Sponheuer, W. 134.  
 Sporn, P. 215.  
 Stair, R. 70.  
 Stange, R. 84.  
 Stapf, H. 167.  
 Starr, M. A. 149, 154.  
 Staub, H. 77.  
 Staude, R. 197.  
 Stearns, J. C. 21, 149, 187, 260.  
 Steiner, L. 280.  
 Steinhauer, F. 27, 63, 113.  
 Steinmaurer, R. 15, 263, 264.  
 Stenz, E. 266.  
 Stephan, J. 247.  
 Stephenson, E. L. 95.  
 Stetson, H. T. 106, 178.  
 Stevens, L. A. 91.  
 Stevenson, E. C. 78, 103.  
 Stockmann, L. L. 146.  
 —, W. 226.  
 Störmer, C. 23, 59, 76, 101, 257.  
 Stoopnikoff, N. 277.  
 Stoye, K. 99, 138, 140, 176.  
 Stoyko, N. 4.  
 Street, J. C. 54, 78.  
 Stuhlinger, E. 263.  
 Sturm, H. 62, 195.  
 Süring, R. 66, 173.  
 Suess, H. 201.  
 Sugita, T. 103, 186.  
 Sutcliffe, R. C. 196, 267.  
 Sverdrup, H. U. 211.  
 Swann, W. F. G. 18, 145, 146.  
 Swartz, J. H. 95.  
 Sydow, E. 143, 236.  
 Tabío, E. E. 202.  
 Takabeya, F. 251.  
 Takahasi, R. 17, 131, 143, 250.  
 Takayama, T. 177.  
 Takeda, Y. 181.  
 Takeuchi, M. 77.  
 Takéuchi, T. 103.  
 Tamaki, H. 102.  
 Tamura, Y. 183.  
 Tanakadate, A. 184.  
 Taylor, H. J. 192.  
 Tchakirian, A. 155.  
 Teichgraeber, A. 217.  
 Teller, E. 262.  
 Terac, R. 181.  
 Tetelbaum, S. 47, 180.  
 Thams, Chr. 40.  
 Thompson, J. L. 20.  
 Thorade, H. 106, 265.  
 Thyssen, St. v. 173.  
 Tichy, H. 235.  
 Tiercy, G. 110, 159, 196, 198, 271, 272.  
 Tijn, M. A. v. 19, 78.  
 Tillotson, E. 211.  
 Todd, H. 77.  
 Tönsberg, E. 51, 52, 184.  
 Tollner, H. 158, 217.  
 Tomonaga, S. 102.  
 Toperczer, M. 256, 257.  
 Trask, P. D. 106.  
 Troeger, H. 63.  
 Troxel, S. M. 67.  
 Trumpy, B. 223.  
 Tsuboi, Ch. 129.  
 Tükada, T. 214.  
 Turnbull, W. E. 230.  
 Turner, R. N. 104.  
 Tyndallometer 3.  
 Urban, E. 66.  
 Valkó, A. 224.  
 Vallarta, M. S. 20, 145, 147.  
 Vardabasso, S. 131.  
 Vassy, E. 116, 279.



- Vegard, L. 52, 73, 143, 184.  
Veksler, V. 190.  
Venkiteshwaran, S. P. 36.  
Vigneron, H. 140.  
Vilbig, F. 180, 181.  
Viller, C. 96.  
Vinzelberg, B. 153.  
Voigts, H. 165.  
Volz, P. 24.
- Wäffler, H. 77.  
Wagner, A. 32, 63, 112, 229, 273.  
—, B. 211.  
Wait, G. R. 46, 136.  
Waldmeier, M. 47.  
Walling, E. 209.  
Walsky, E. 206.  
Walter, B. 101.  
—, P. 226.  
Wambacher, H. 55, 59, 146, 189, 260.  
Wanner, E. 6.  
Wasserfall, K. F. 73.  
Watson Watt, R. A. 50.  
Wattenberg, H. 60.  
Weber, A. 42.  
Webster, H. C. 97.
- Wedemeyer, A. 204.  
Wegener, K. 207.  
Weikmann, H. 236.  
Weickmann, L. 245.  
Weinberg, B. P. 205, 216.  
Weinblum, G. 194.  
Weiss, R. 15.  
Wells, H. W. 48, 100.  
Wendin, B. 24.  
Wentzel, G. 224.  
Werigo, A. B. 264.  
Whipple, F. J. W. 182.  
White, F. W. G. 99, 254.  
—, W. T. 122.  
Whittaker, J. M. 104.  
Wilhelmi, E. 191.  
Willett, H. C. 91, 244.  
Williams, E. J. 23, 150, 224, 262.  
—, S. E. 49.  
Wilson, J. G. 21, 222.  
—, O. C. 75.  
—, V. C. 153.  
Winter, H. 182.  
Wirtz, C. 167, 200.  
Witkowski, J. 217.  
Witterungsbericht, Dtsch., 1937. 233.  
Witting, A. 255.
- Witz, H. E. 68.  
Wohltmann, K. 206.  
Wolff, W. 44.  
Wollmann, E. 209.  
Wood, F. J. P. 3.  
—, H. O. 132.  
Woolard, E. W. 83.  
—, G. P. 130.  
Workman, L. E. 95.  
Workmann, E. J. 17, 215.  
Wundt, W. 199.
- Xanthakis, J. 175.
- Yadoff, O. 206.  
Yamaguti, S. 7, 252.  
Yokoyama, H. 214, 253.  
Yoshimura, Sh. 194.  
Yosimatu, Y. 184.  
Yosimura, Y. 132.  
Young, Jr., R. T. 54, 55.  
Yukawa, H. 24.
- Zedler, P. 66.  
Zeiller, O. 189.  
Zenneck, J. 214.  
Ziemacki, St. 19.  
Zimmer, F. 239.  
Zirkler, J. 58, 105.









THE UNIVERSITY OF ILLINOIS AT CHICAGO



3 8198 318 724 067

